

THESE

présentée

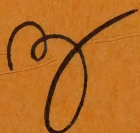
à la Faculté des Sciences de l'Université de Nantes

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR-INGENIEUR

par

Maurice LEROY



COMPORTEMENT VISCOPLASTIQUE DES METAUX CUBIQUES A FACES CENTREES
APPLICATION AU FORMAGE MAGNETIQUE DU CUIVRE ET DE L'ALUMINIUM

Soutenue le 21 mars 1970 devant la Commission d'Examen

Melle OFFRET Président

M. PIRONNEAU
M. MINN
M. TARDY

} Examinateurs

N° d'Ordre : 2 (1970)

THESE

présentée

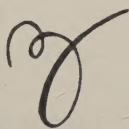
à la Faculté des Sciences de l'Université de Nantes

pour obtenir

le **GRADE de DOCTEUR-INGENIEUR**

par

Maurice LEROY



COMPORTEMENT VISCOPLASTIQUE DES METAUX CUBIQUES A FACES CENTREES
APPLICATION AU FORMAGE MAGNETIQUE DU CUIVRE ET DE L'ALUMINIUM

Soutenue le 21 mars 1970 devant la Commission d'Examen

Melle OFFRET Président

M. PIRONNEAU
M. MINN
M. TARDY

} Examineurs

THESE

1793



UNIVERSITE DE NANTES

FACULTE DES SCIENCES

Doyen	M. DUNOYER de SEGONZAC	Chimie
Assesseur	M. SELLIER	Zoologie
Professeurs	M. PAUC	Mathématiques
	M. RAVILLY (E.N.S.M.)	Mécanique
	M. RAFFIN	Mécanique rationnelle
	M. GARRIGUES	Biologie végétale
	M. BRILLOUET	Analyse numérique
	M. GRAFF	Chimie
	M. VIVIER (E.N.S.M.)	Mathématiques appliquées
	M. COLLET	Physique
	M. BOULLLOUD (C.S.U.)	Physique
	Melle DEBRAUX	Botanique
	M. PETRESCO	Mathématiques
	M. PIERI	Biologie animale
	M. WOJTKOWIAK	Chimie
	M. AVIGNON	Physique
	M. MINN	Physique
	M. MOUTON	Physique
	M. TARDY (E.N.S.M.)	Mécanique
	M. MOLINARO	Mathématiques
Professeurs sans chaire	M. GOBIN (E.N.S.M.)	Chimie
	M. CAVET	Sciences de la Terre
	M. OTTMANN	Sciences de la Terre
	M. MEZENECV (E.N.S.M.)	Physique
	M. DUPONT	Biologie végétale
	M. ROUXEL	Chimie
	M. QUINIOU	Chimie
	Melle OFFRET (E.N.S.M.)	Physique
	M. LASKAR	Physique
	M. GOUREAUX	Physique

Maîtres de Conférences

M. FORESTIER

M. SAUDRAY

M. MARTIN

M. LE DOUARIN Georges

M. AMOURIQ

Melle ASTIE (C.S.U.)

M. LAMEAU (E.N.S.M.)

Mme L.E DOUARIN Nicole

M. TOURNOUX

M. GUEVEL (E.N.S.M.)

M. GOUIN (C.S.U.)

M. POINTEAU (E.N.S.M.)

M. SULMONT (E.N.S.M.)

M. BARDON

M. LONCKE

M. LEBRUN

Mme NICOLAS

M. IBISCH Maître de Conférences associé

M. FOUQUES

M. ROSIER

M. LEBORGNE

Melle LEYCURAS

M. REMY (C.S.U.)

M. LE BIHAN

M. MATZ (C.S.U.)

M. CHABANEL

M. NICOLAS

Sciences de la Terre**Biologie animale****Chimie****Biologie végétale****Psychophysiologie****Botanique****Mathématiques****Biologie végétale****Chimie minérale****Mathématiques****Chimie****Chimie****Mathématiques****Physique****Physique****Biologie animale****Biologie végétale****Mathématiques****Physique****Mathématiques****Physique****Chimie****Physique****Biologie****Chimie****Sciences de la Terre****Secrétaire de la Faculté**

M. PAILLET

Attaché Principal

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique du Métal de l'Ecole Nationale Supérieure de Mécanique de Nantes.

Nous tenons à exprimer notre profonde gratitude à Mademoiselle S. OFFRET, Directeur du Laboratoire, qui a bien voulu nous accueillir dans son laboratoire et nous aider dans notre recherche.

Que Monsieur le Recteur PIRONNEAU qui a suggéré cette étude, Monsieur le Professeur MINN et Monsieur le Directeur TARDY veuillent bien accepter mes remerciements pour l'honneur qu'ils me font de participer à la commission d'examen.

Que les personnes qui nous ont aidé par leur contribution ou par leurs conseils à entreprendre et développer cette étude, trouvent ici notre plus profonde reconnaissance, particulièrement :

Madame HERVE, Assistante au Laboratoire de Physique du Métal,
La Direction, les Ingénieurs et le Personnel du Centre de Recherche Cryogénique de Sassenage,

Les Techniciens, Chercheurs et Elèves qui nous ont aidé de près ou de loin à la réalisation de cette étude.

S O M M A I R E

Chapitre 1 - <u>DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX</u>	1
A) Générateur "Magneform"	1
a) mesure des courants	2
b) mesure des champs	3
B) Dispositifs expérimentaux de formage à diverses températures ($4,6^{\circ}\text{K} < T < 1\,000^{\circ}\text{K}$)	6
1er dispositif : formage à chaud jusqu'à $1\,000^{\circ}\text{K}$	12
2ème dispositif : formage de 293°K à 78°K	12
3ème dispositif : formage de 78°K à $4,5^{\circ}\text{K}$	13
Chapitre 2 - <u>ANALYSE DES IMPULSIONS</u>	19
A) Champs électromagnétiques dans le métal	19
B) Calcul des ondes de pression et vitesse des fronts d'onde	21
1) ondes de pression	21
2) vitesse des fronts d'onde	27
Conclusions	29
C) Comportement électronique dans l'épaisseur de peau	38
Chapitre 3 - <u>GENERALITES SUR LES THEORIES MACROSCOPIQUES DE LA PROPAGATION D'UN EBRANLEMENT</u>	43
1) cas général	43
2) ondes élastiques	44
3) ondes élastoplastiques : théorie de VON KARMAN DUWEZ	44
4) ondes visqueuses : théorie de MALVERN	45
<u>THEORIES MICROSCOPIQUES - DISLOCATIONS</u>	46
A) Seuils principaux de glissement et mécanismes d'interaction des dislocations	49
1) déplacement des dislocations	49
a) le déplacement court	50
b) grands glissements	51
2) crans	51
3) réaction de HIRSH	52
4) barrière de LOMER-COTTRELL	52

B) Temps principaux dans le comportement des dislocations	53
a) temps moyen de franchissement d'une dislocation	53
b) temps de recombinaison et glissement dévié	54
c) temps de montée d'une dislocation	55
d) temps de création de la boucle de dislocation	56
C) Calcul de la vitesse de déformation plastique $\frac{d\epsilon_p}{dt}$ et de la variation du taux de segments de dislocation dN_s pour un polycristal	59
D) Influence de la viscosité η sur le comportement des dislocations. Application au calcul de la déformation plastique ϵ_p	62
1) calcul du coefficient d'amortissement B_v de la dislocation vis	63
2) calcul du coefficient d'amortissement B_c de la dislocation coin	65
3) viscosité due aux phonons	66
4) diffusion des phonons	69
5) viscosité due aux électrons	70
Chapitre 4 - <u>RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS SUR MONOCRISTAUX</u>	71
A) Anisotropie de la déformation - Direction préférentielle d'écoulement du métal	71
1) déformation $\epsilon_{(100)}$, $\epsilon_{(110)}$, $\epsilon_{(111)}$	72
2) étude de la déformation viscoplastique anisotrope ϵ pour diverses contraintes dynamiques	81
3) variation de la déformation viscoplastique ϵ avec la température	89
B) Taux de dislocations	94
1) cas du cuivre	94
2) cas de l'aluminium	106
C) Ecrouissage des monocristaux	111
Chapitre 5 - <u>DEFORMATION DES POLYCRISTAUX D'ALUMINIUM ET DE CUIVRE SELON LA TEMPERATURE ET INTERPRETATION DES COURBES EXPERIMENTALES</u>	115

Conclusion -

Bibliographie -

I N T R O D U C T I O N

Il s'agit d'une étude portant sur la déformation viscoplastique des métaux cubiques à faces centrées.

Des déformations à très grande vitesse (à de l'ordre de 10^5s^{-1}) de cristaux métalliques, sont obtenues à l'aide de champs magnétiques intenses et pulsés.

Après avoir exposé le principe du formage magnétique et les principaux dispositifs expérimentaux permettant la déformation des métaux selon la température ($5^\circ\text{K} < T < 1\,000^\circ\text{K}$), nous calculons la valeur des ondes de pression magnétique et des énergies électroniques dans l'épaisseur de peau.

Nous étudions les paramètres régissant la déformation des métaux aux grandes vitesses à l'aide d'un modèle de dislocations.

Nous faisons intervenir les seuils de glissement, les temps principaux régissant le comportement des dislocations et l'influence des viscosités électronique et phonique du milieu.

Nous consacrons un chapitre aux résultats expérimentaux obtenus sur des monocristaux d'aluminium et de cuivre notamment en ce qui concerne les directions préférentielles d'écoulement du métal, l'écrouissage, le taux et la nature des dislocations créées.

Enfin, nous présentons une interprétation des courbes expérimentales de la déformation des polycristaux selon la température en fonction des viscosités électronique et phonique du milieu. Nous montrons que pour le cuivre, l'influence de la viscosité électronique aux très basses températures est faible tandis que pour l'aluminium celle-ci intervient fortement.

CHAPITRE 1

DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX

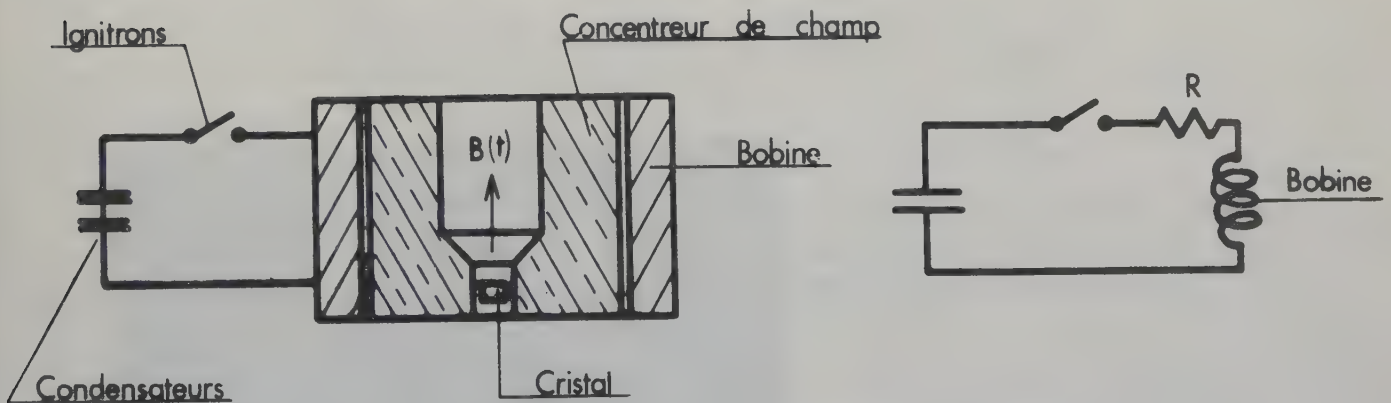
A) GENERATEUR "MAGNEFORM"

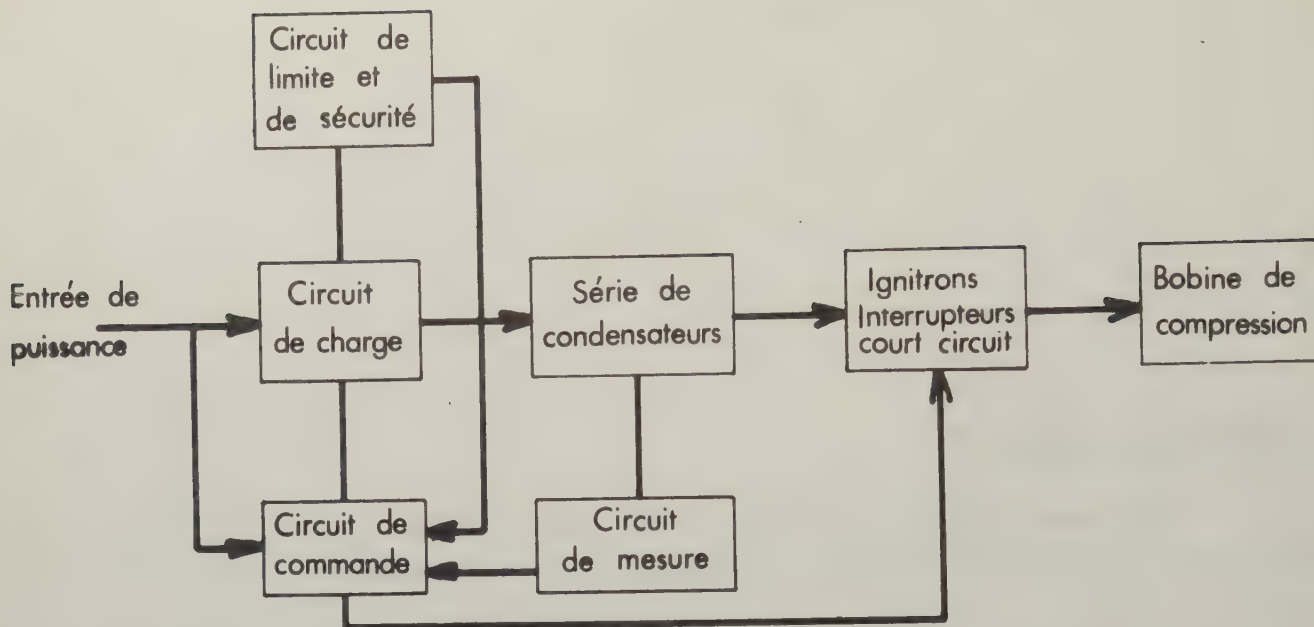
Nous avons cherché un dispositif générateur d'efforts intenses de courte durée ; notre choix s'est porté sur un générateur de type "Magneform" de puissance 6KJ.

Ce dispositif de grande souplesse d'utilisation permet notamment de produire les "ondes de choc magnétique" dans des enceintes cryogéniques et dans les fours à haute températures.

Une batterie de condensateurs crée, par décharge, un champ magnétique intense (jusqu'à 60 Kgauss) et de courte durée (50 millisecondes) dans une bobine munie d'un concentrateur. Tout échantillon conducteur, placé dans le concentrateur de champ, est sollicité par des forces de Laplace et peut être déformé.

Les schémas de principe sont les suivants :





Valeur des champs magnétiques -

La valeur de l'impulsion magnétique peut être réglée et limitée par l'intermédiaire du circuit de limite de charge des condensateurs. Nous avons étalonné l'appareil et pour cela, nous avons mesuré les courants dans la bobine à l'aide d'un shunt et les champs $B(t)$ par une sonde placée dans le concentrateur.

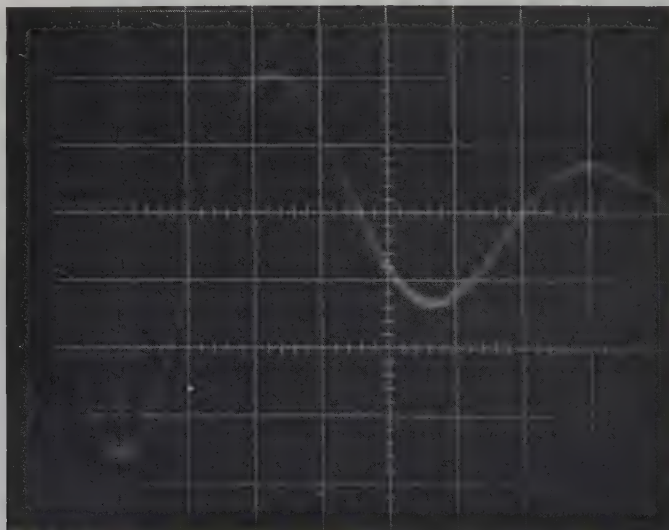
a) Mesure des courants :

Le shunt placé en série avec la bobine donne un courant

$$I = I_0 e^{-\frac{t}{T}} \sin \omega t . \text{ La fréquence relevée est de } 8\,400 \text{ hertz.}$$

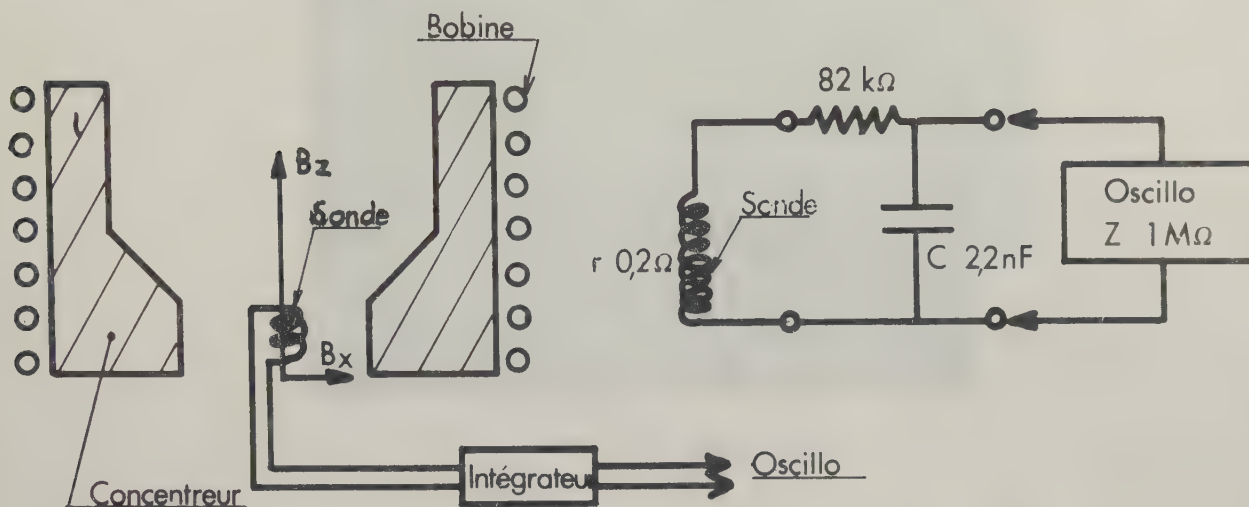
Tension aux bornes du shunt

temps : 1 cm = 25 μ s



A cette fréquence, l'effet de peau est important ainsi que l'effet Joule. Pour ces raisons, il est difficile d'apprécier la valeur de $I(t)$, nous avons donc fait la mesure directe des champs $B(t)$ à l'aide d'une bobine et d'un intégrateur.

b) Mesure des champs :



La fonction de transfert de l'intégrateur est $\frac{V_2}{V_1} = \frac{1}{1+sT}$ avec $T = RC$

(V_2 : tension de sortie, V_1 : tension d'entrée).

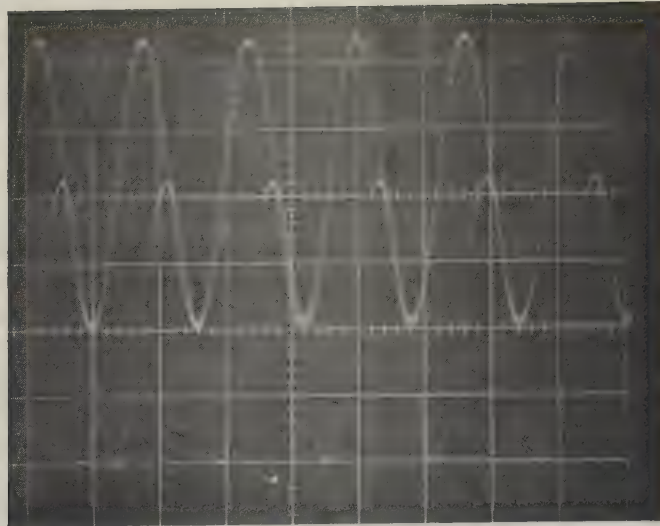
A partir des approximations asymptotiques dans le plan de Bode, on vérifie que la pulsation du phénomène $\omega = 5,34.10^4$ rad/sec est voisine de $\frac{10}{T}$, c'est-à-dire qu'il se produit un déphasage proche de $\frac{\pi}{2}$ qui correspond à un gain de 21,5 db.

Nous avons vérifié avec un générateur moyenne fréquence (h maxi = 10^4 hertz) que la fréquence du phénomène à étudier se situe bien dans la "bande passante" de l'intégrateur.

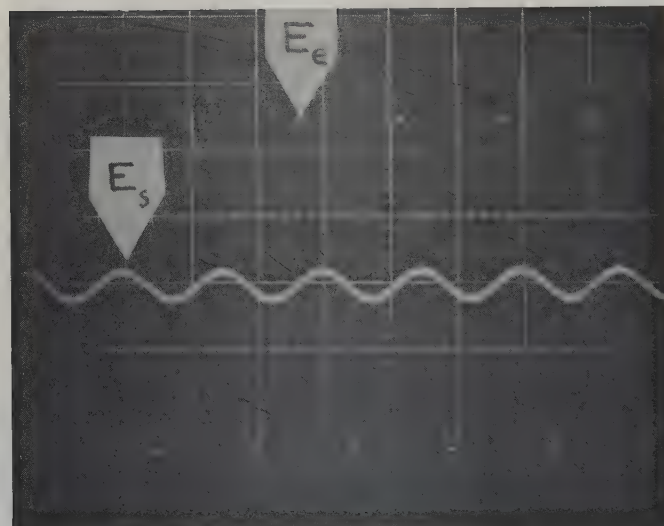
Les champs B_z et B_x obtenus dans le concentrateur montrent des impulsions allant jusqu'à $B_{1z} = 56\ 500$ gauss. Le premier pic maximum est obtenu pour un intervalle de temps de 52 μ sec.

On a $B_x \ll B_z$.

Les photos suivantes montrent les étalonnages de l'intégrateur et les valeurs des champs B_z et B_x à puissance 3,6 KJ.

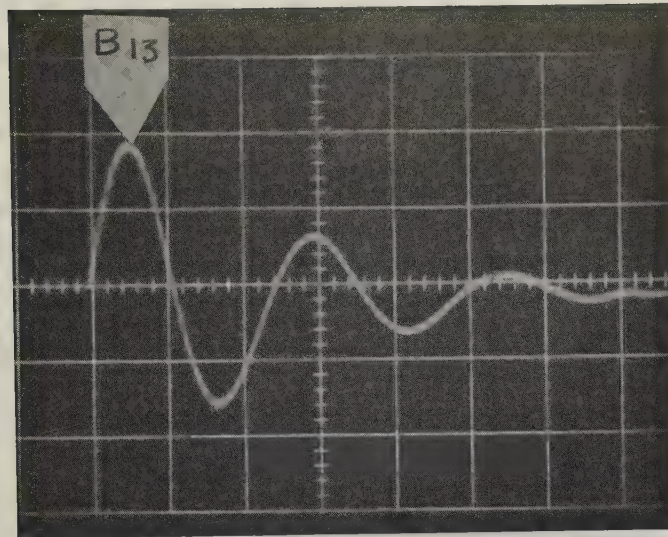


Etalonnage en phase

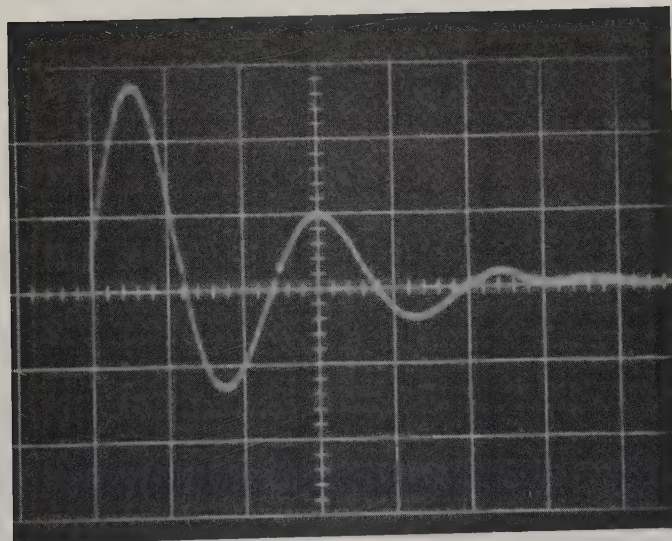


Etalonnage en gain

$$\frac{E_{\text{entrée}}}{E_{\text{sortie}}} = 9,45$$

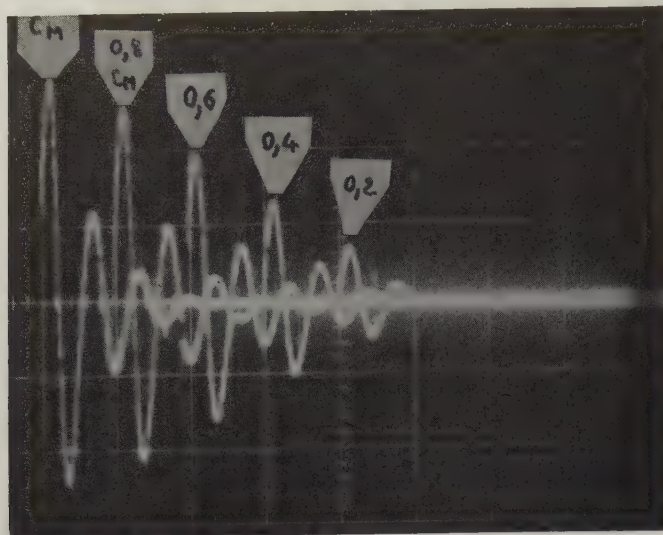


B_z 5 volts/cm
 $t = 50 \mu\text{s/cm}$



B_x 0,2 volts/cm
 $t = 50 \mu\text{s/cm}$

Les champs B_z seaturent aux fortes charges au delà de 50 000 gauss, mais aux valeurs plus faibles la variation est linéaire.



Courbes des champs B_z
pour diverses charges $C_{Maxi} = 6 \text{ KJ}$;
 $0,8 C_M$; $0,6 C_M$;
 $0,4 C_M$; $0,2 C_M$

Résultats :

Les impulsions magnétiques ont les caractéristiques suivantes :

- $\omega = C^{te} = 5,23.10^4 \text{ sec}^{-1}$
- $B_x \ll B_z$ avec $B_x \approx 5 \text{ à } 10 \% B_z$
courbes Fig. 1, 2, 3.
- le temps mis pour atteindre le premier maximum B_{1z} (ou B_{1x})
est constant
 $t \text{ de } B_{1z} \text{ (ou } B_{1x}) = 25.10^{-6} \text{ sec.}$
- la durée totale de l'impulsion est fonction de la charge et varie
de 2.10^{-4} sec à 4.10^{-4} sec.
courbe Fig. 4
-
- $B_z \text{ (ou } B_x) = B_{0z(x)} e^{-7,6.10^3 t} \sin 5,23.10^4 t$

B - DISPOSITIFS EXPERIMENTAUX DE FORMAGE A DIVERSES TEMPERATURE

$$4^{\circ}6K < T < 1\ 000^{\circ}K$$

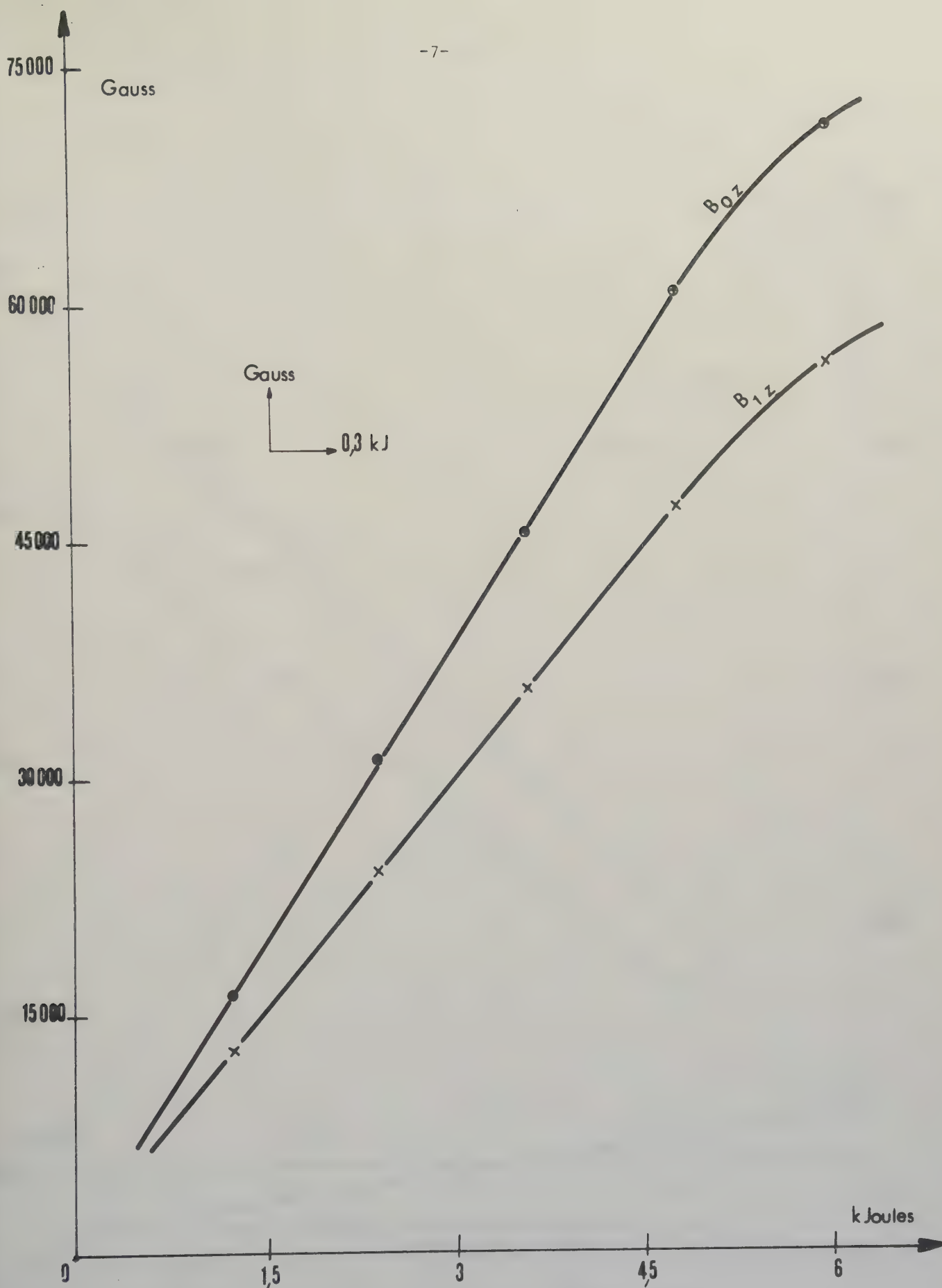


Fig. 1 - Variation du maximum de l'impulsion axiale B_{12} en fonction de la charge.

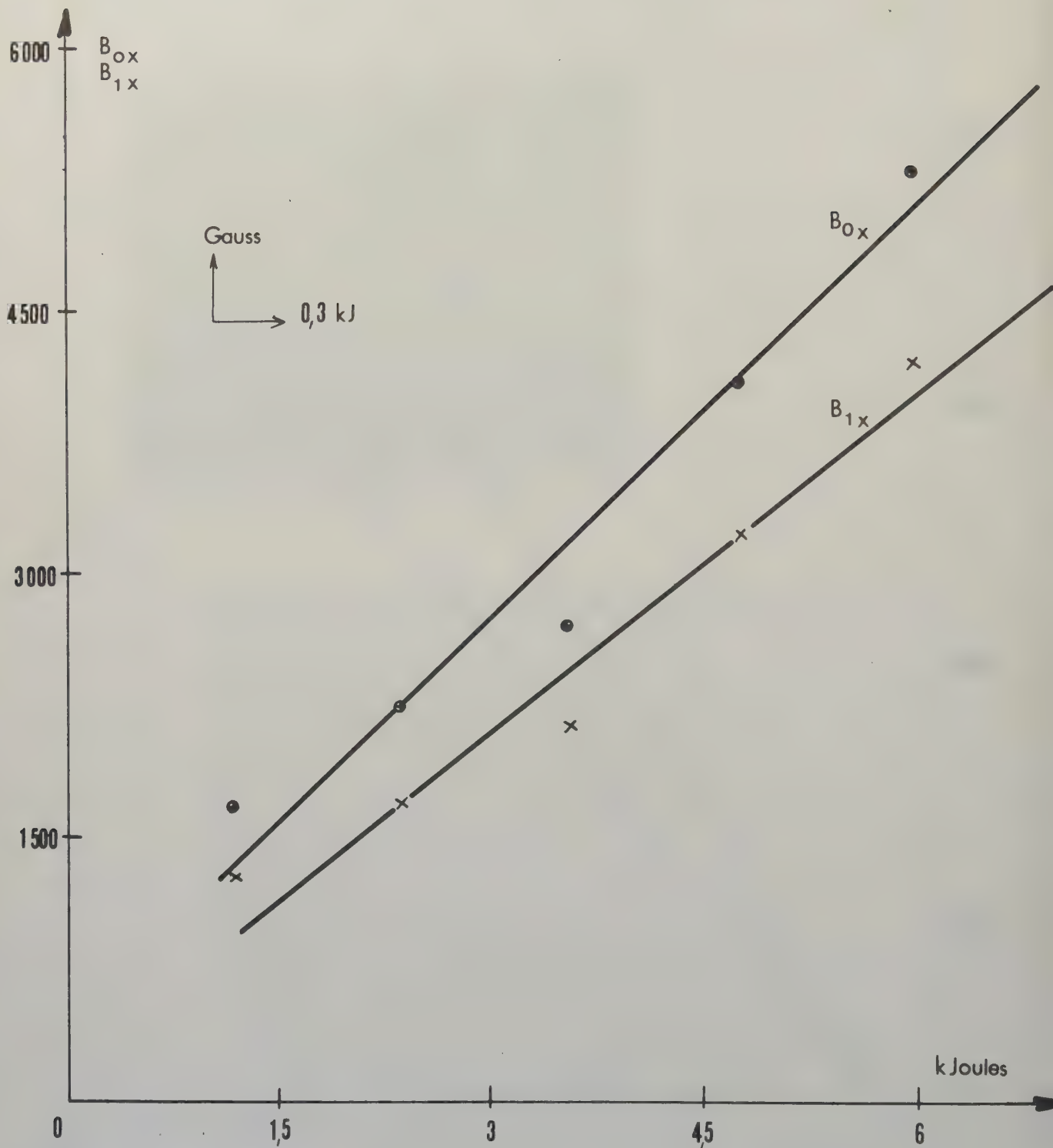


Fig. 2 - Variation du maximum de l'impulsion radiale B_{1x} en fonction de la charge.

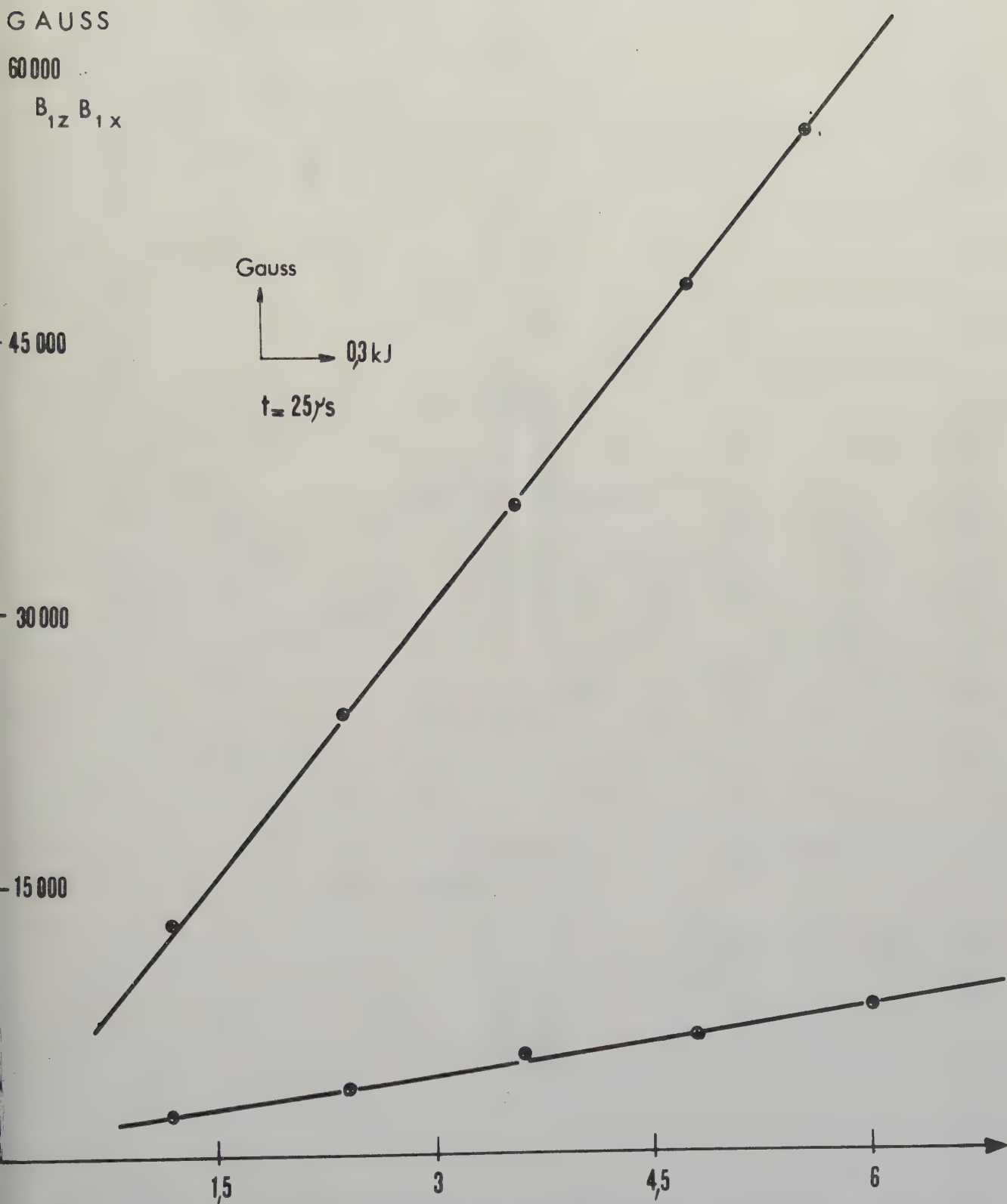


Fig. 3 - Champs axial B_z et radial B_x dans le concentrateur en fonction de la charge.



Fig. 4 - Durée totale de l'impulsion avec la charge

FORMAGE A CHAUD

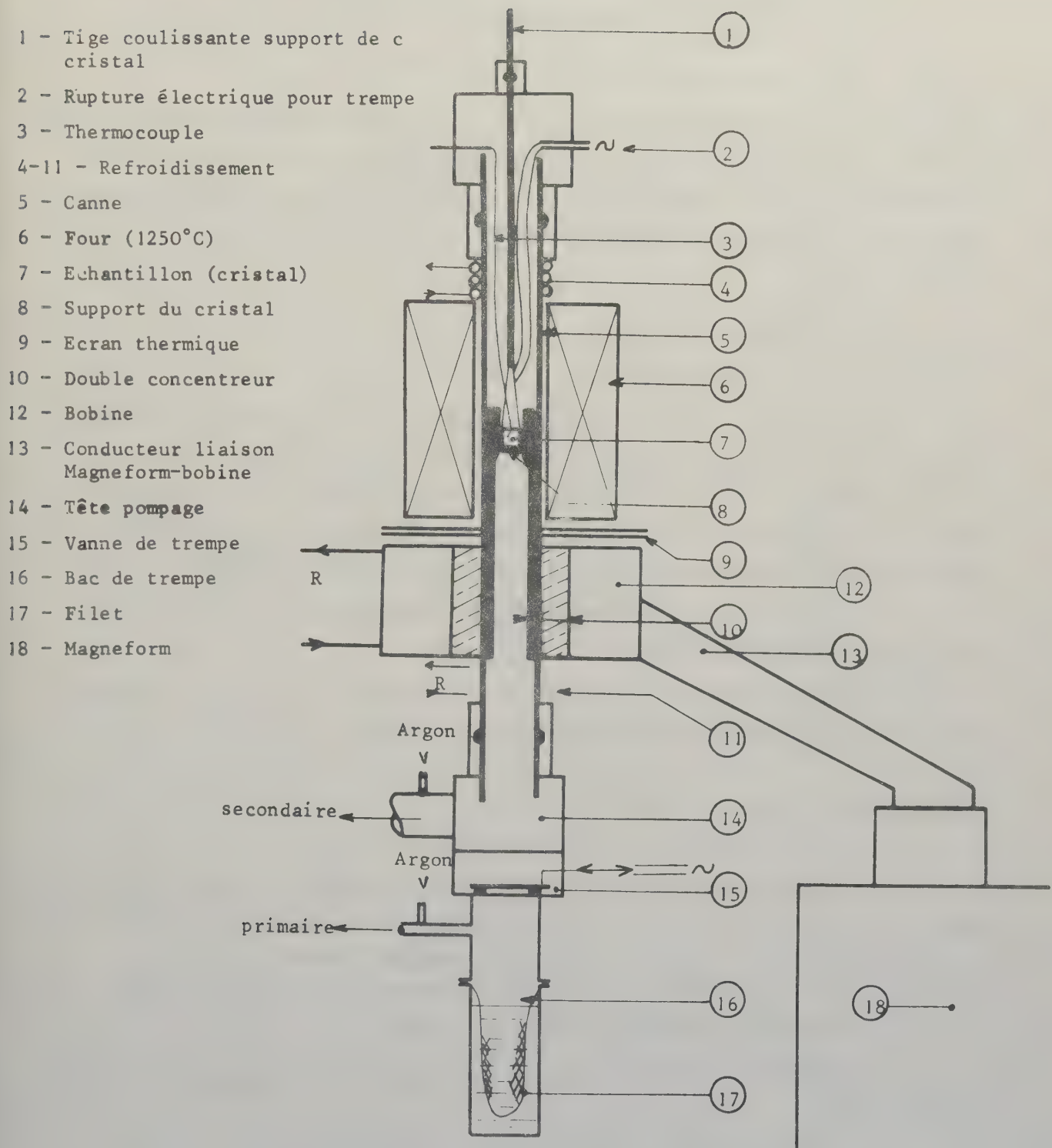


Fig. 5

Afin d'obtenir les lois :

$$d\varepsilon_{\text{plastique}} = F(\sigma, N, T) dt$$

$$\text{et } dN = G(\sigma, N, T) dt$$

reliant la variation de déformation $d\varepsilon$ et le taux de dislocations dN en fonction de la température T de la contrainte σ et du nombre N de dislocations, nous avons été amenés à construire trois dispositifs expérimentaux permettant de soumettre les échantillons aux "impulsions magnétiques" pour les températures allant de 4,2°K à 1 000°K.

1er dispositif : 293°K < T < 1 000°K

(voir schéma de principe Fig. 5)

L'impulsion fournie par les condensateurs est transmise jusqu'à une enceinte tubulaire (5) en aluminite. L'échantillon est suspendu au niveau du concentrateur dans le tube sous vide (10^{-5} mm Hg) et chauffé par un four tubulaire du type Adamel. Après choc, l'échantillon est aussitôt libéré par rupture électrique du fil support pour être trempé à l'eau sous Argon.

Ce dispositif a permis de soumettre les échantillons aux plus fortes impulsions jusqu'à 1 000°K.

La température est contrôlée par thermocouples au niveau de l'échantillon et enregistrée par un enregistreur du type Meci.

2ème dispositif : 143°K < T < 293°K et 78°K.

(voir schéma de principe Fig. 6)

Le cristal échantillon est placé dans un cryostat (3) muni d'une queue en verre. Le cryostat est rempli de Pentane (point de fusion - 130°C et point d'ébullition 36°K) refroidi par un balayage d'azote gazeux froid. La régulation de température est faite par une électrovanne commandée par des sondes au platine, placées au niveau du cristal.

Un point fixe à 78°K est obtenu en trempant le cristal dans l'azote liquide.

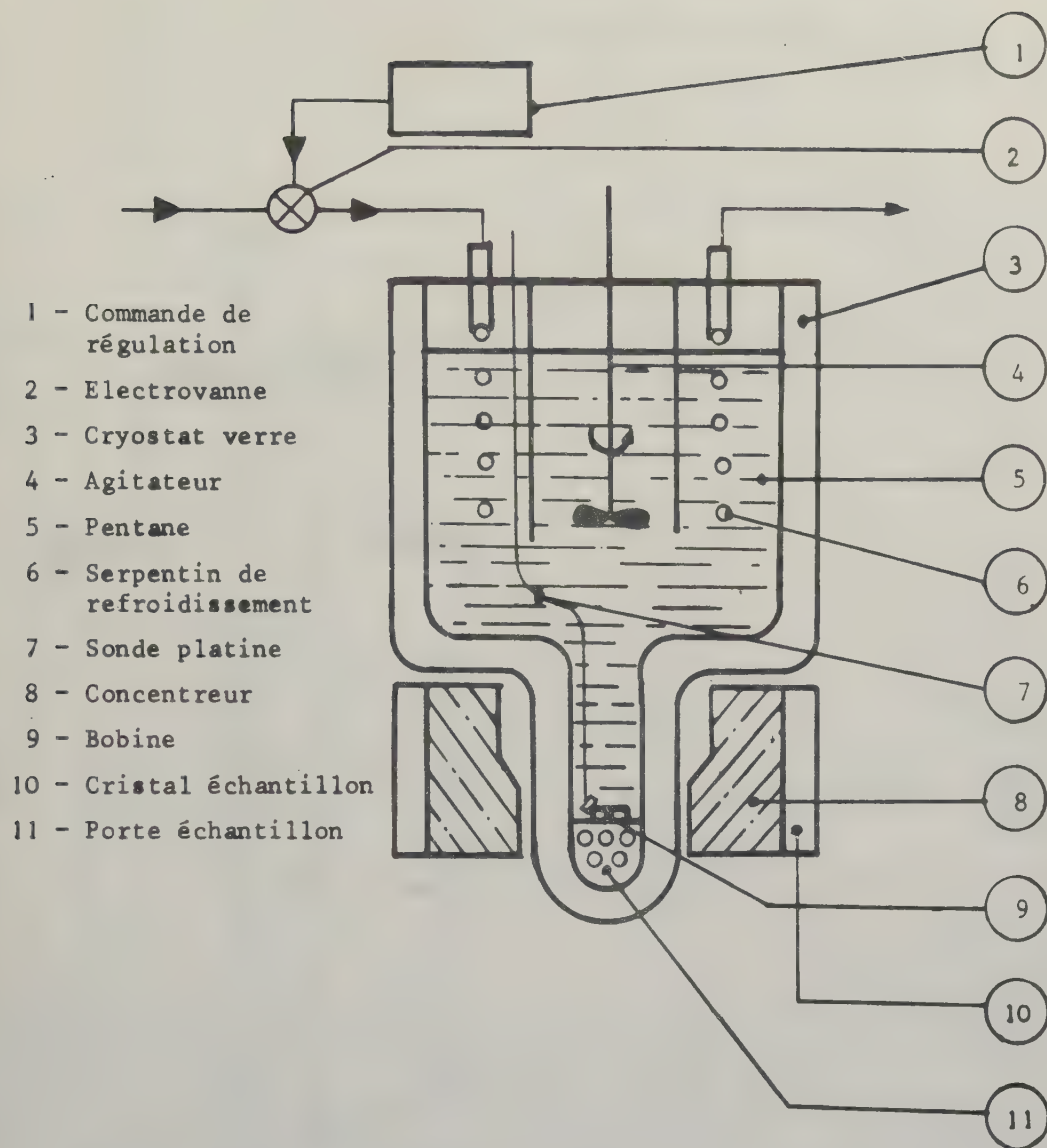


Fig. 6

3ème dispositif : $4,2^{\circ}\text{K} < T < 78^{\circ}\text{K}$

La chambre froide à variation de température est aussi en verre afin d'éviter les pertes magnétiques au cours de la traversée de l'onde dans la paroi extérieure du cryostat. Le refroidissement est obtenu par balayage d'hélium gazeux dont le débit et la pression sont rigoureusement contrôlés. Un schéma en est donné Fig. 7 et 8.

Nous avons pu atteindre par ce procédé des températures de l'ordre de $4,6^{\circ}\text{K}$ avec une précision de $\frac{1}{10}$ de degré Kelvin. Les basses températures sont mesurées à l'aide d'une sonde au carbone préalablement étalonnée.

POLYCRYOSTAT A VARIATION DE TEMPERATURE

Queue spéciale en verre

- 1 - Passage électrique étanche
- 2 - Passage étanche pour jauge de niveau
- 3 - Canne d'évaporation
- 4 - Passage étanche pour canne
- 5 - Orifice de dégazage de la chambre
- 6 - Raccordement électrique de l'échangeur
- 7 - Orifice de dégazage de l'enceinte hélium
- 8 - Résistance de la canne d'évaporation
- 9 - Tube de dégazage de la chambre
- 10 - Tube de récupération du gaz
- 11 - Barrière thermique
- 12 - Enceinte intérieure en verre
- 13 - Résistance chauffante
- 14 - Enceinte extérieure en verre
- 15 - Jeux de brides de liaison de l'enceinte extérieure au corps
- 16 - Jeux de brides de liaison de l'enceinte intérieure
- 17 - Echantillon
- 18 - Tube d'introduction de gaz

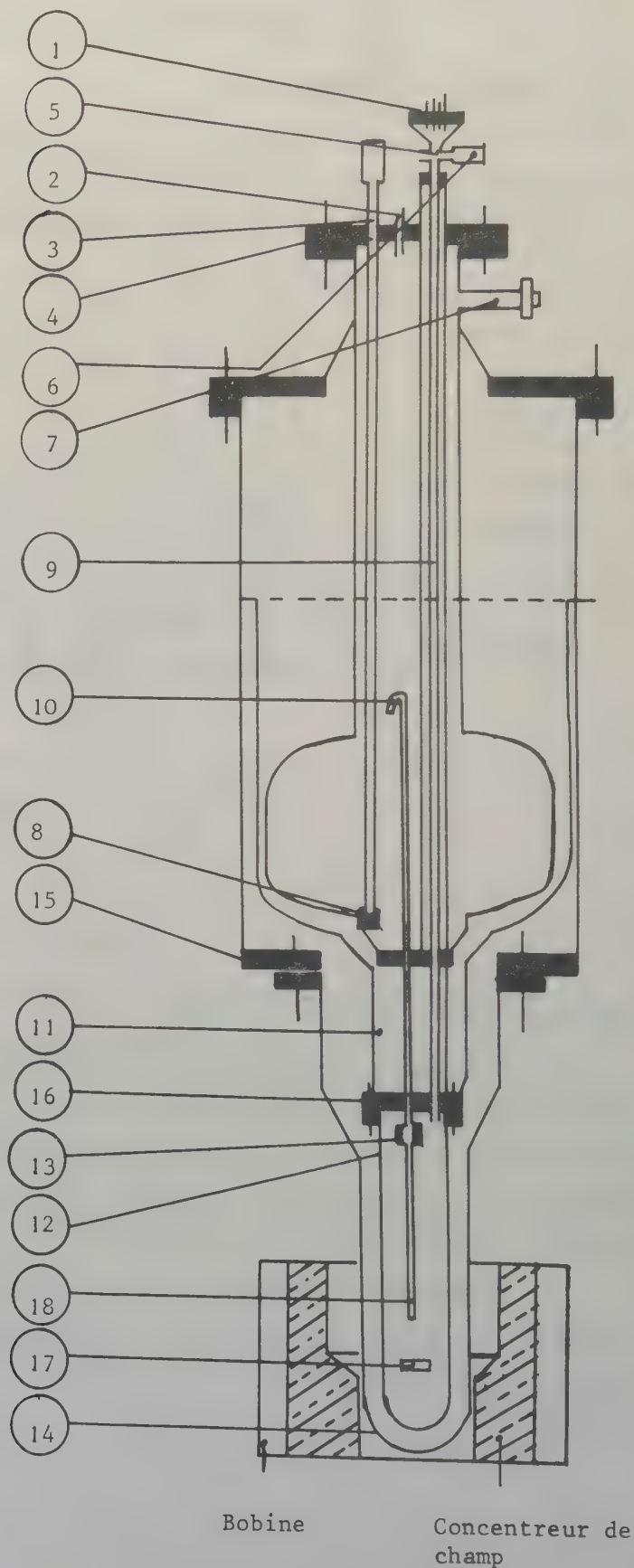


Fig. 7

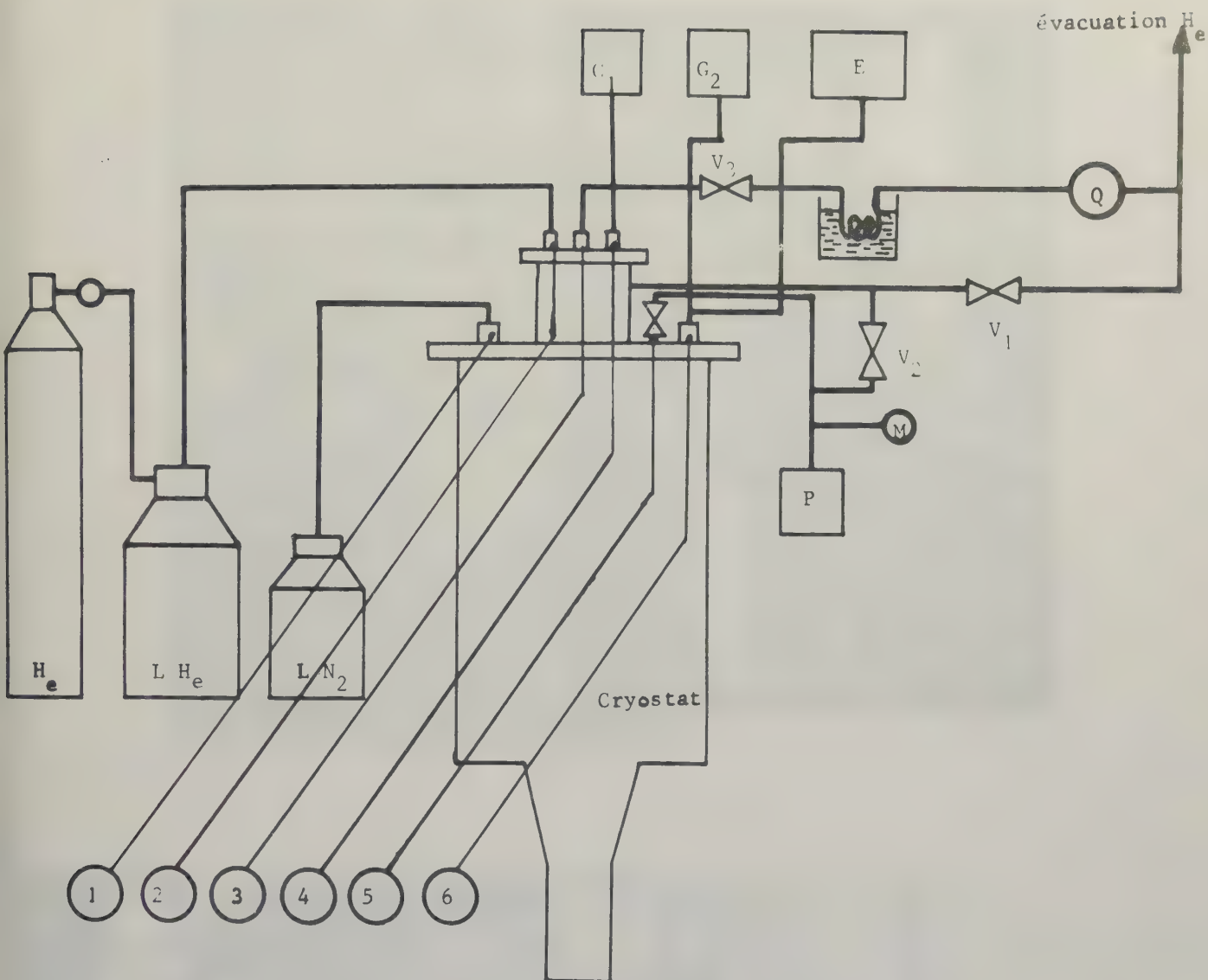
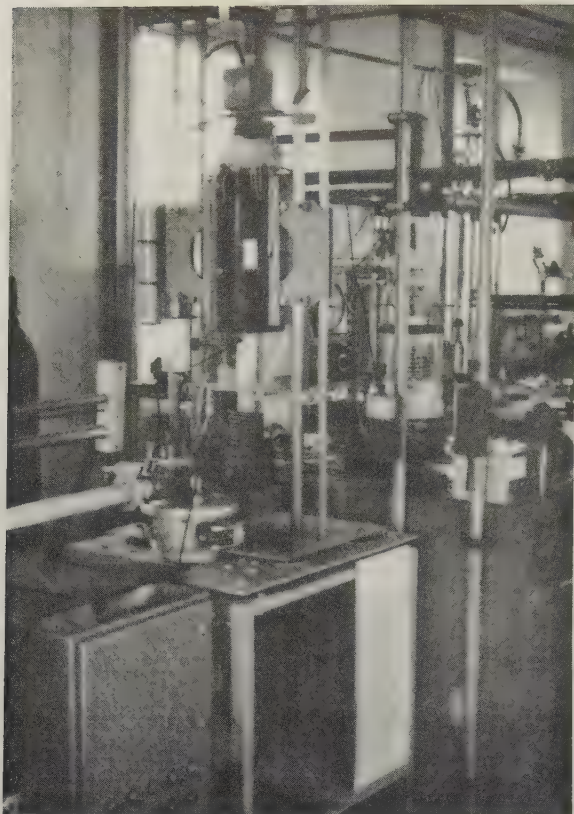


Fig. 8 - Régulation de la température dans le cryostat

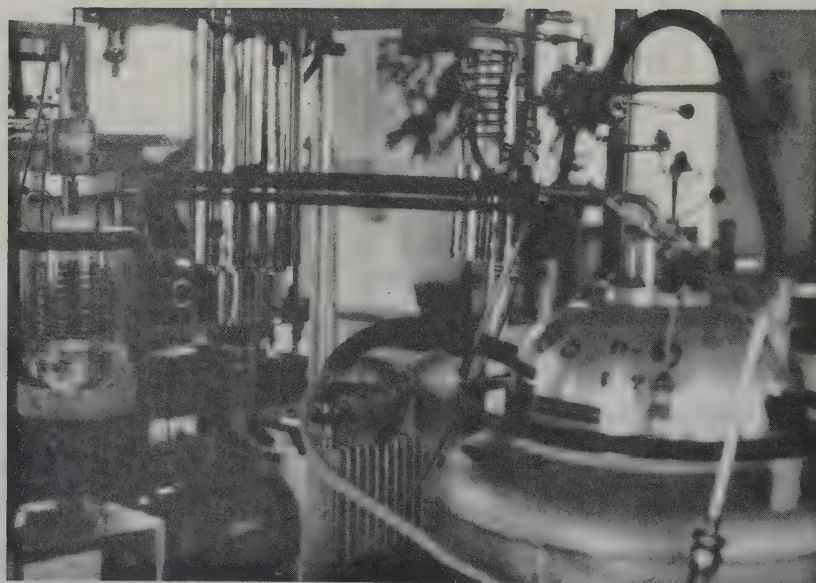
- (1) Remplissage azote liquide
- (2) " hélium liquide
- (3) dégazage hélium
- (4) Résistance d'évaporation
- (5) Vanne vide d'isolement
- (6) Passages étanches électriques

- G_1 - G_2 /alimentations électriques
- E enregistreur
- Q débitmètre
- R réchauffeur
- P pompes à vide
- M manomètre à vide
- V_1 vanne d'isolement du cryostat
- V_2 vanne de purge du cryostat
- V_3 vanne de réglage débit hélium



Installation de formage
à chaud

$293^{\circ}\text{K} < T < 1\,000^{\circ}\text{K}$



Installation cryogénique
pour

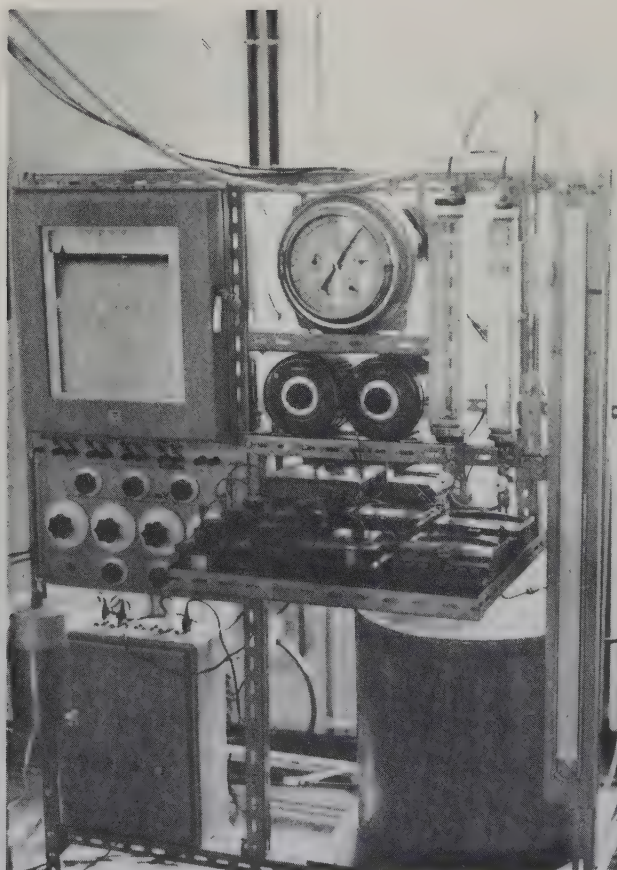
$144^{\circ}\text{K} < T < 293^{\circ}\text{K}$
et 78°K



Installation cryogénique
et générateur d'impulsions
magnétiques

$$4,6^{\circ}\text{K} < T < 78^{\circ}\text{K}$$

Dispositif de régulation
et de mesure des basses
températures.



C H A P I T R E 2

A N A L Y S E D E S I M P U L S I O N S

A) CHAMPS ELECTROMAGNETIQUES DANS LE METAL

En un point x de l'épaisseur de peau, on a :

$$H_{(x,t)} = H_o e^{-(\epsilon x + \frac{t}{\tau})} \sin (\omega t - \delta x)$$

(pénétration de l'onde suivant x) avec :

$$\epsilon = \sqrt{\frac{\omega \mu \gamma}{2}} \quad \sqrt{-\frac{1}{\omega \tau} + \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega \tau}\right)^2}}$$

$$\delta = \sqrt{\frac{\omega \mu \gamma}{2}} \quad \sqrt{\frac{1}{\omega \tau} + \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega \tau}\right)^2}}$$

le champ en surface étant

$$H_{z(o,t)} = H_o e^{-\frac{t}{\tau}} \sin \omega t$$

le courant induit est :

$$i_{y(x,t)} = i_o e^{-(\epsilon x + \frac{t}{\tau})} \sin (\omega t - \delta x + \phi)$$

avec :

$$i_o = - \sqrt{\frac{\omega \mu}{2}} \sqrt{2} \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega \tau}\right)^2} H_{z(o)}$$

le champ électrique se déduit de $i_{y(x,t)}$ par :

$$E_{y(x,t)} = \frac{i_{y(x,t)}}{\gamma}$$

Remarques :

- a) le terme d'amortissement des champs est : $e^{-\left(\epsilon x + \frac{t}{\tau}\right)}$
avec $\epsilon = \epsilon'(\omega, \lambda)$ $\gamma = 0,167 \gamma$
- b) le déphasage entre le champ et le courant est ϕ , le courant précède le champ. Ce déphasage ϕ joue un rôle primordial pour la nature des sollicitation de pression d'onde.
$$\phi = 49^{\circ}8'$$
- c) la vitesse de propagation de l'onde est $V = \frac{\omega}{\delta(\gamma, \omega)}$
- d) le champ s'annule à la distance $x_0 = \frac{\omega t}{\delta}$
- e) $i_0 = -0,2575 \sqrt{\gamma} \cdot H_0$
- f) l'évaluation de H_0 est faite par B_0 à partir des courbes expérimentales de décharge.

Champs dans l'épaisseur de peau :

On a en première remarque :

$H_z(x, t)$ s'annule pour $x_0 = \frac{\omega t}{\delta}$ au delà de x_0

$H_z(x, t)$ est donc nul

$i_y(x, t) = 0$ pour $x_1 = \frac{\omega t + \phi}{\delta}$

soit :

$x_1 = x_0 + \frac{\phi}{\delta}$ et l'on a $x_1 > x_0$ quel que soit le temps

Le courant ne peut donc s'annuler entre 0 et x_0

En conséquence i ne peut se produire que dans un sens ou dans l'autre au même instant t et l'on ne peut avoir au même instant deux sollicitations (deux forces F^+ ou F^-) opposées dans le métal.

a) Calcul de $H_z(x, t)$

Nous verrons dans un calcul que la sollicitation est maximum au temps :

$$t = t_M = \frac{\text{artg } \omega t}{\omega} = \underline{\underline{27,3 \mu \text{ sec.}}}$$

Il est donc important de se placer à t_M pour faire le calcul de la répartition des champs :

On a :

$$H_z(x, t = t_M) = H_0 e^{-0,207} e^{-0,167 \sqrt{\gamma} \cdot x} \sin (1,43 - 0,1935 \sqrt{\gamma} \cdot x)$$

(pour la fréquence du phénomène)

On voit que $H_z = f(\gamma, x)$; nous avons calculé par ordinateur cette expression pour divers métaux usuels placés à différentes températures (voir Fig. 9 et 10). Pour diverses sollicitations, on atteint des valeurs courantes de $4 \cdot 10^6$ A/m.

b) Calcul de $i_y(x, t)$

au temps $t = t_M$ on a :

$$i_y(x, t) = -0,2575 e^{-0,207} H_0 \sqrt{\gamma} e^{-0,167 \sqrt{\gamma} \cdot x} \sin (2,287 - 0,1935 \sqrt{\gamma} \cdot x)$$

Les Figures 11 et 12 permettent d'apprécier la densité de courant allant jusqu'à $5,5 \cdot 10^9$ A/m² pour une pénétration allant de 1,2 à 7,5 mm pour l'Aluminium et le Titane à 293°K.

B) CALCUL DES ONDES DE PRESSION ET VITESSE DES FRONTS D'ONDE

1) - Ondes de pression

$$dP_{(x, t)} = \mu i_y H_z dx$$

au temps t on a :

$$P_{(t)} = \int_0^{x_0} \mu i_y H_z dx = \frac{\mu}{2} [H_z^2]_{H_z(x=0)}^{H_z(x=x_0)}$$

soit :

$$P_{(t)} = \frac{\mu}{2} H_0^2 e^{-\frac{2t}{\tau}} \sin^2 \omega t.$$

pour $t = t_M = 27,3 \mu \text{ sec.}$; $P_{(t)}$ est maximum et l'on obtient pour diverses sollicitations inductrices (de 0 à 100)

Fig. 9 : Valeur de H_z dans l'épaisseur de peau en fonction de la charge
Cas de l'aluminium à 293°K

$$H_t = t_m = 273 \mu s$$

$$\uparrow 0,25 \text{ A/m}$$

$$\rightarrow 0,05 \text{ mm}$$

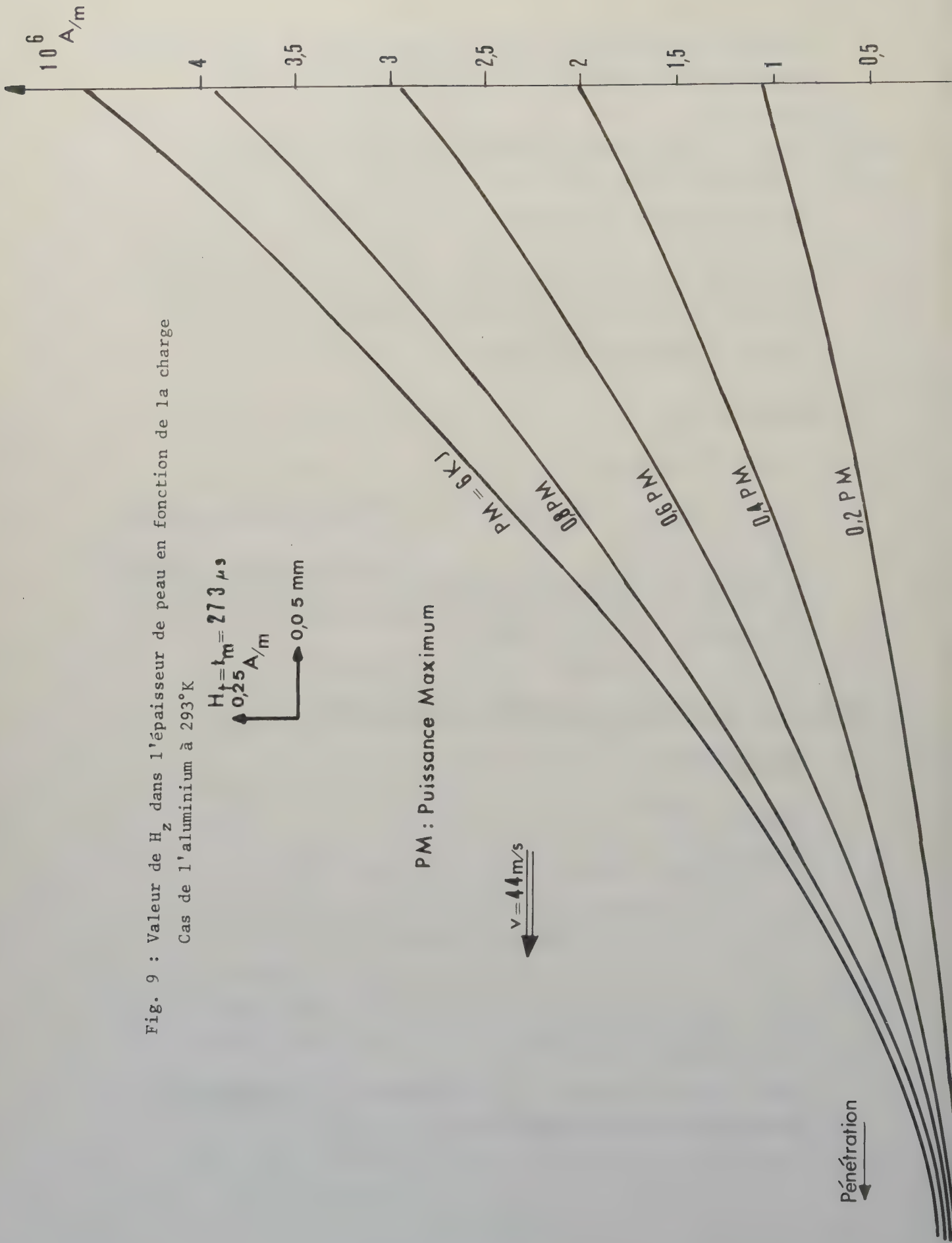


Fig. 10 : Valeur de H_2 dans l'épaisseur de peau pour le titane, le fer, l'aluminium à charge maximale.

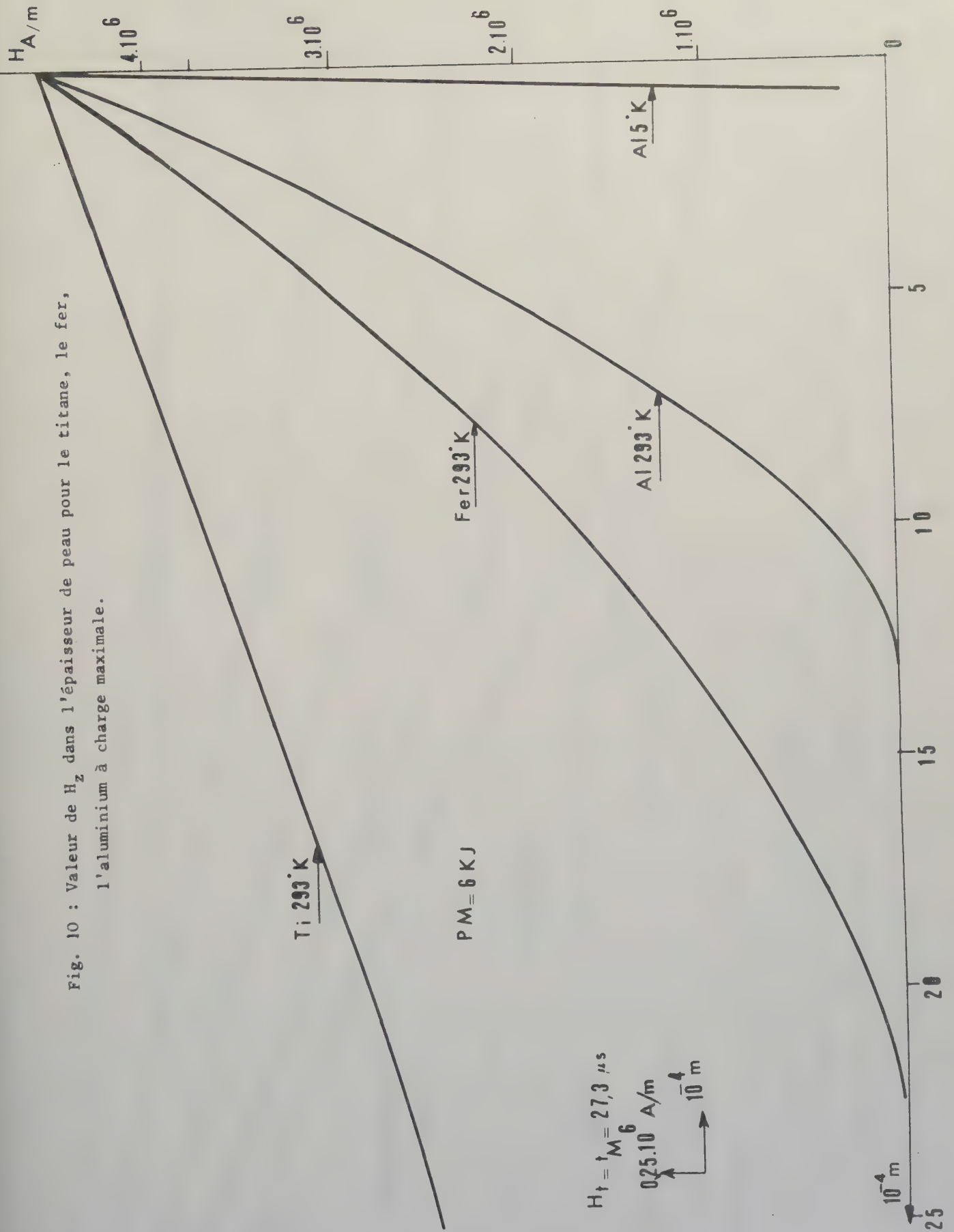


Fig. 11 : Valeur de la densité de courant dans l'épaisseur de peau
en fonction de la charge.
Cas de l'aluminium à 293°K

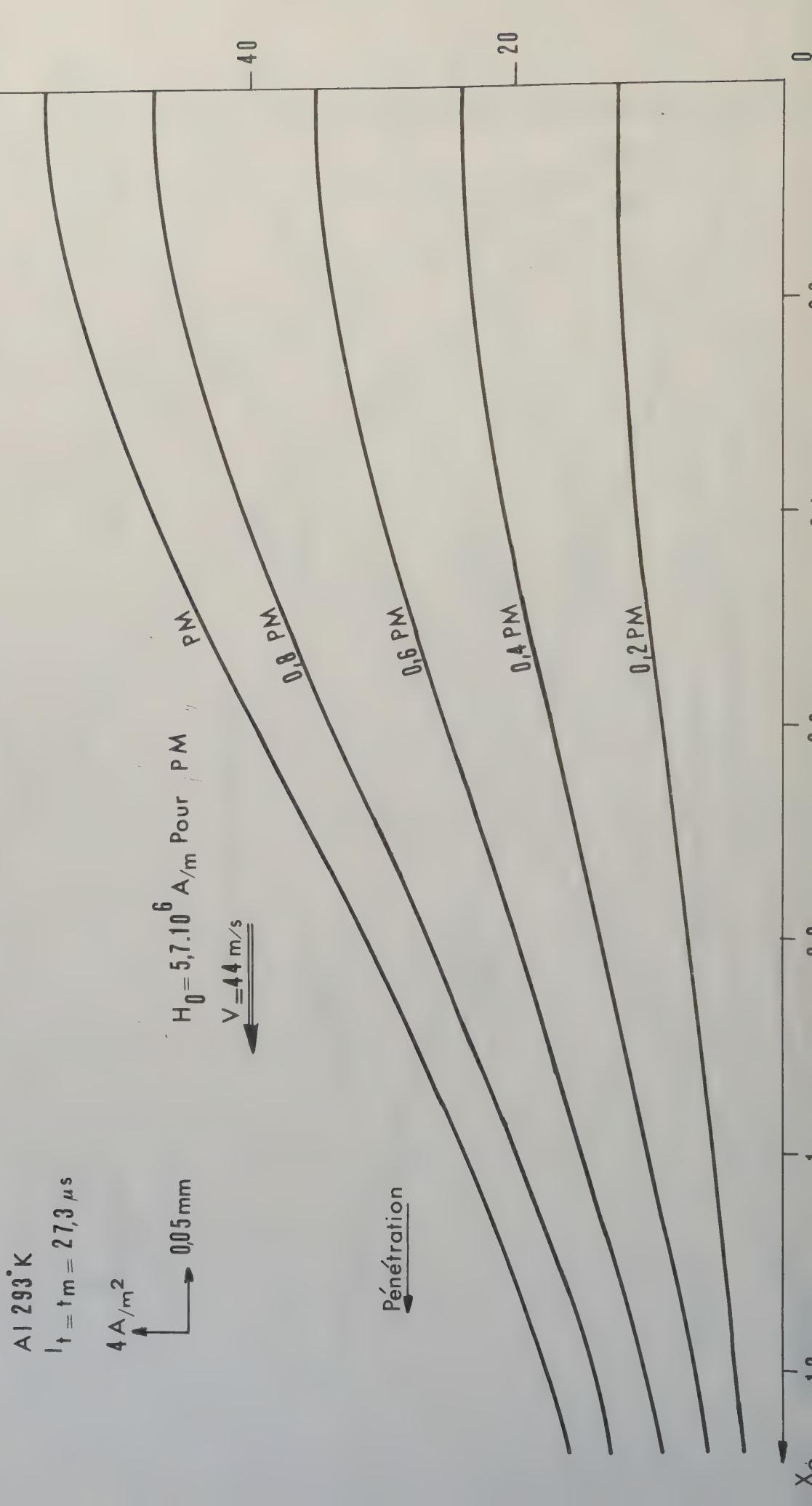
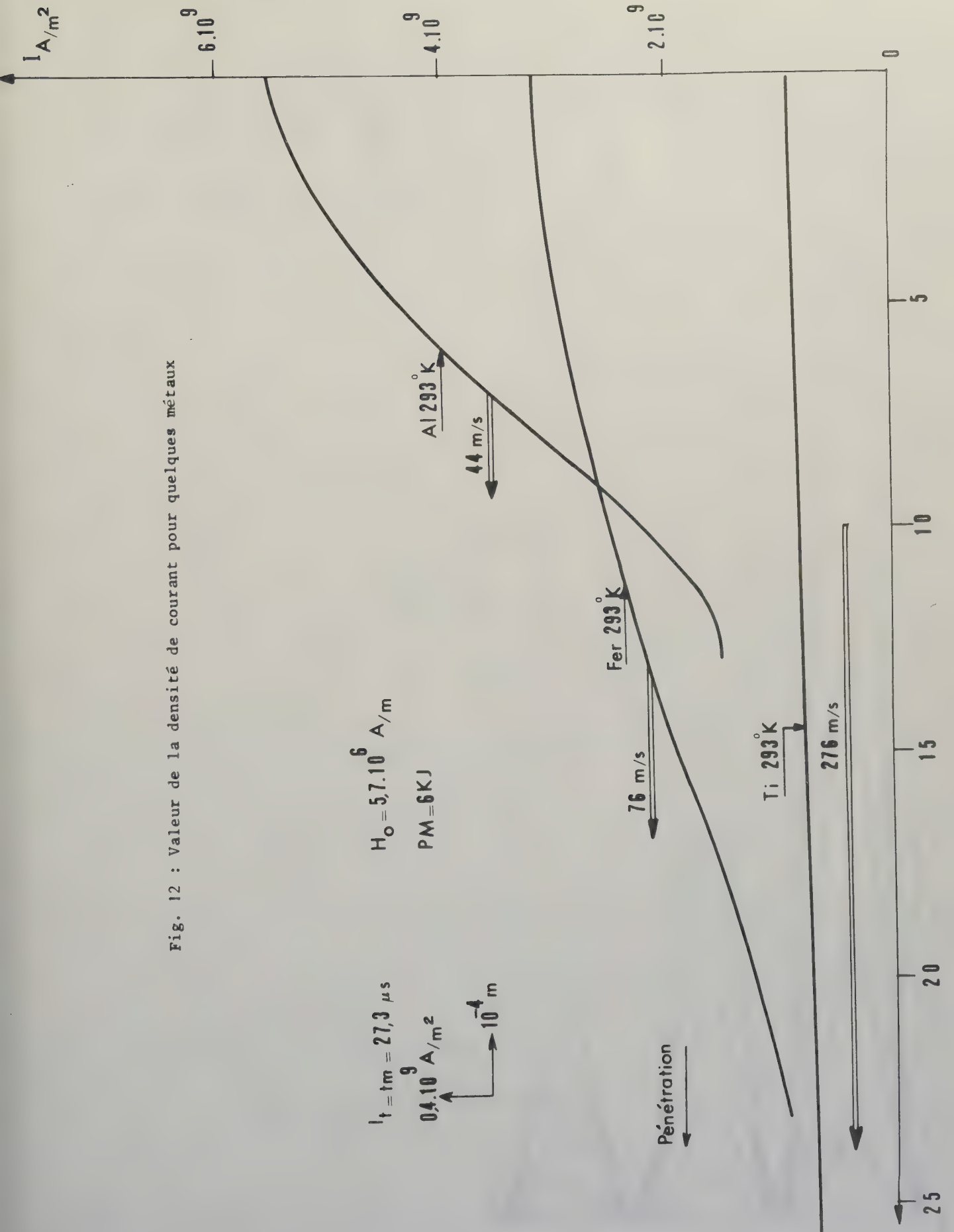
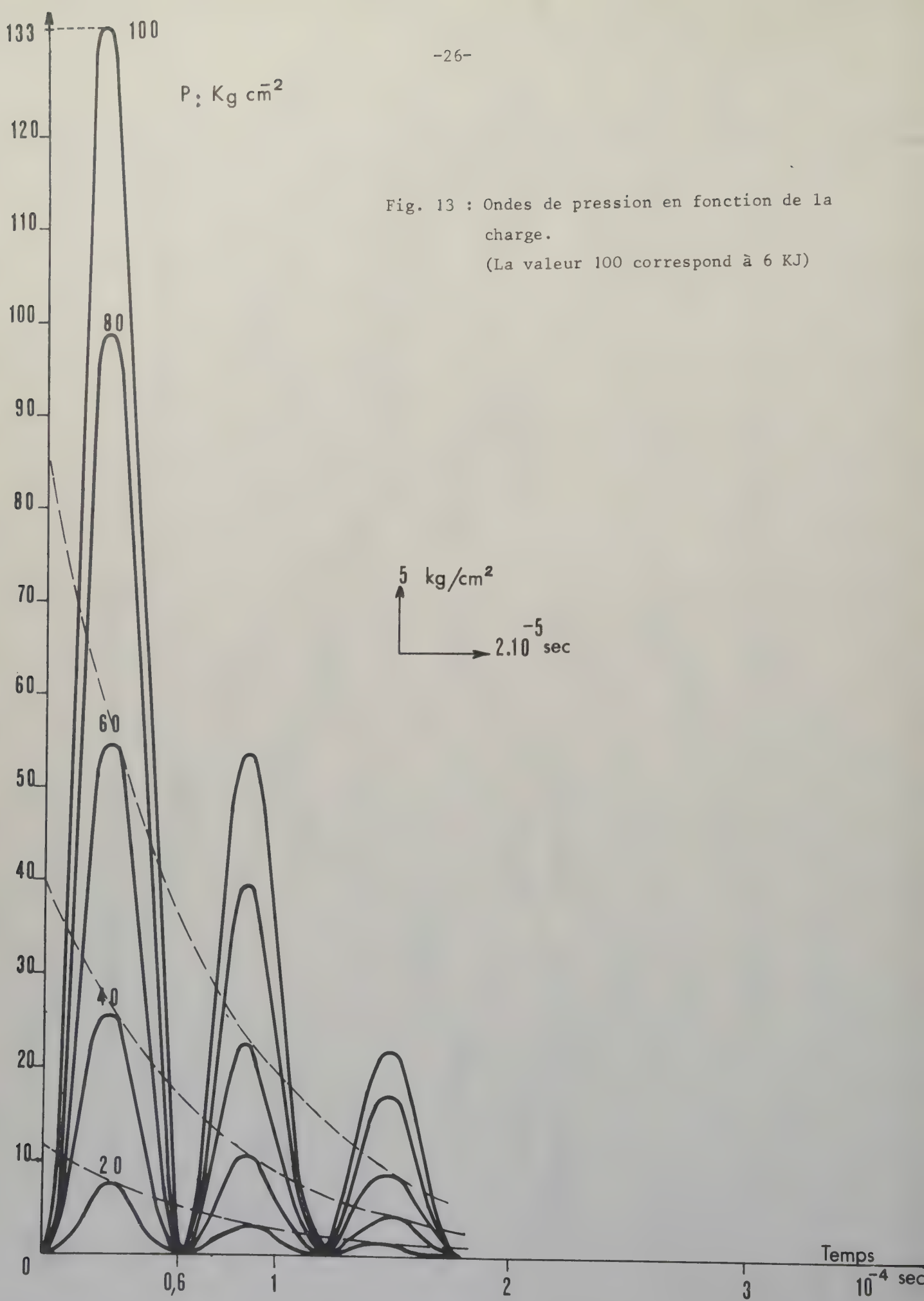


Fig. 12 : Valeur de la densité de courant pour quelques métaux





: Puissance KJ :	H_0 A/m :	$P_t = t_M$ maximum en Kg/cm^2 :
: 0,20 P_M :	$1,285.10^6$:	6,3 :
: 0,40 P_M :	$2,48.10^6$:	25,5 :
: 0,60 P_M :	$3,64.10^6$:	54,3 :
: 0,80 P_M :	$4,88.10^6$:	99 :
: $P_M = 6$ KJ :	$5,7.10^6$:	134,5 :

Remarques :

- le calcul est valable pour $\vec{H}$ parallèle à la surface du métal
- ces pressions sont celles exercées dans le volume du cristal au delà de x (soit à l'exclusion de l'épaisseur de peau)
- La Fig. 13 montre les pressions $P(t)$ en fonction de diverses charges.
Ces courbes ne tiennent pas compte du sens de $\vec{H}$ et $\vec{i}$; or nous avons vu que $\vec{i}$ ne peut s'annuler entre 0 et x_0 (x_0 valeur annulant H), en conséquence, le sens de $\vec{i}$ et $\vec{H}$ ne change pas à un instant t donné dans l'intervalle $0, x_0$ et on a donc pour tout cet intervalle soit une compression P^+ ou soit une extension P^- du cristal.
On obtient en réalité sur les métaux des sollicitations données par des courbes du type de la Fig. 14.
- Les sollicitations sur le cristal sont de deux sortes pour une même impulsion mais la partie extension est faible par rapport à la compression pure.
- la sollicitation principale maximale est de 140 kg/cm^2 en un temps de $43 \mu \text{ sec.}$ soit une pression instantanée très grande.
- quelles que soient les sollicitations, ce temps de $43 \mu \text{ sec.}$ est constant.

2) Vitesse des fronts d'onde de pression :

$$V = \frac{\omega}{\delta} = \frac{\omega}{\sqrt{\frac{\omega \mu \gamma}{2} \sqrt{\frac{1}{\omega \tau}} + \sqrt{1 + \left(\frac{1}{\omega \tau}\right)^2}}}$$

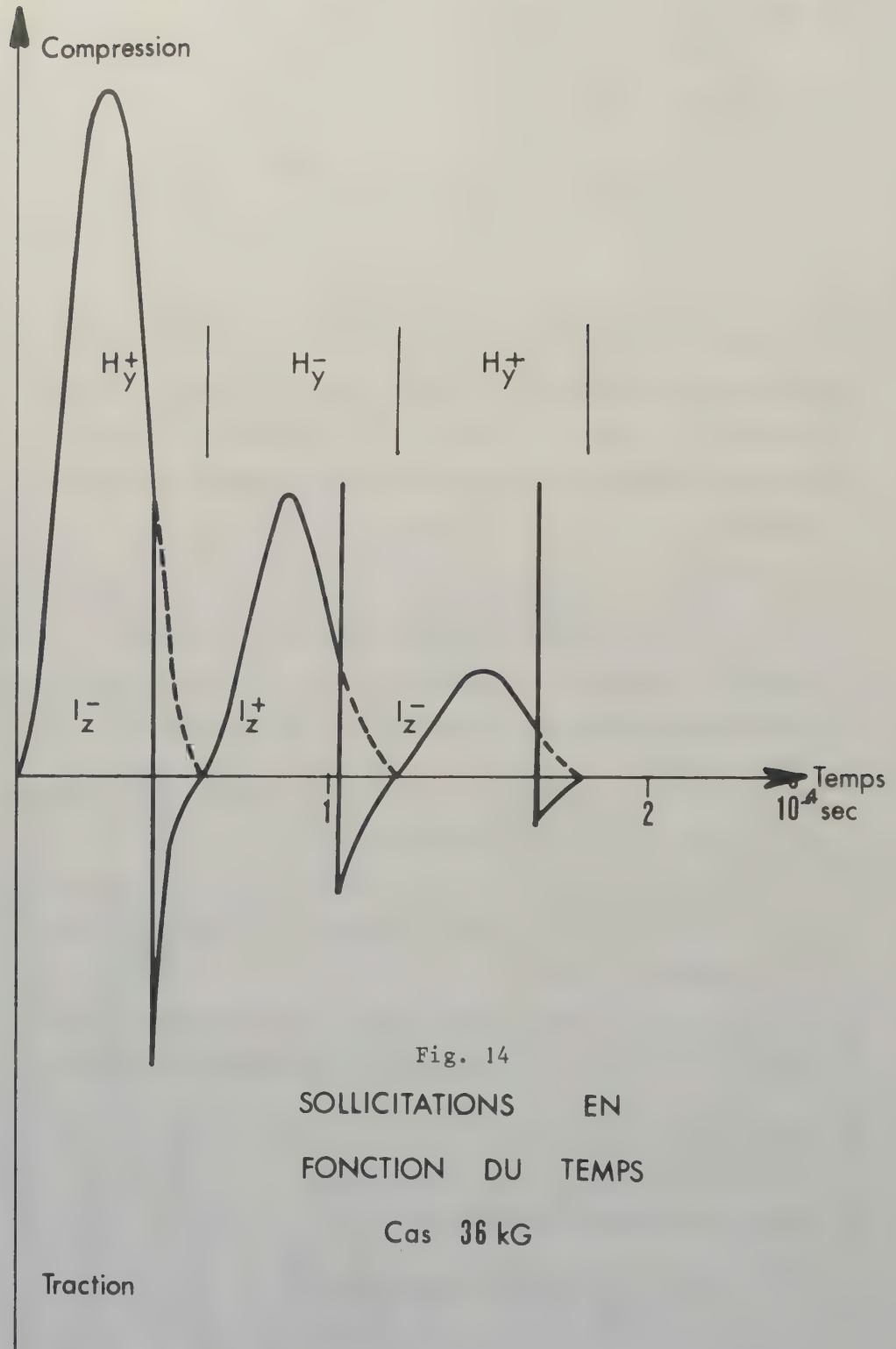


Fig. 14
SOLlicitATIONS EN
FONction DU TEMPS
Cas 36 kG

Métaux	Epaisseur de peau m	Vitesse du front d'onde m/sec.
Al 293°K	$8,95 \cdot 10^{-4}$	44
Al 80°K	$2,39 \cdot 10^{-4}$	11,7
Al 5°K	$0,61 \cdot 10^{-4}$	2,99
Cu 293°K	$8,75 \cdot 10^{-4}$	35,5
Fe 293°K	$1,55 \cdot 10^{-3}$	76
Ti 293°K	$5,62 \cdot 10^{-3}$	276

CONCLUSIONS

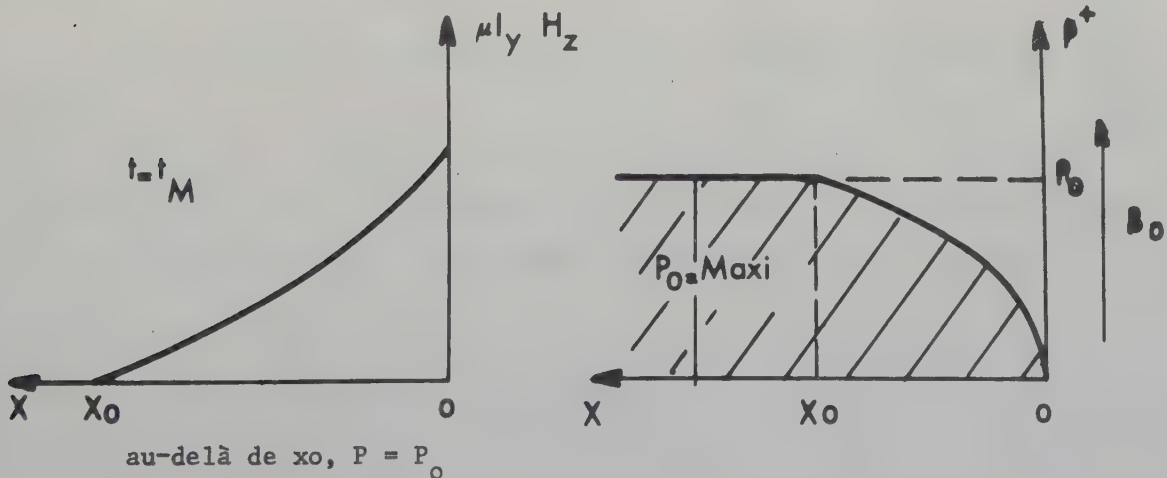
1) Nous avons pu déterminer la nature exacte des sollicitations s'exerçant sur le métal, nous savons qu'elles sont maximum au temps $t = 27,3 \mu \text{ sec.}$ Toutefois, une telle détermination, quoique nécessaire est insuffisante, car il faut tenir compte de la pénétration $x(t)$ de la pression d'onde liée à la vitesse V du front d'onde.

Or, nous avons déterminé $d P_{(x,t)} = \mu i y H_z dx$

$$d P_{(x,t)} = -0,2575 e^{-0,414} e^{-0,334 \sqrt{\gamma} \cdot x} H_0^2 \sqrt{\gamma} \sin (1,43 - 0,1935 \sqrt{\gamma} \cdot x) \cdot x \sin (2,287 - 0,1935 \sqrt{\gamma} \cdot x) \mu \cdot dx$$

et la pression dans un plan d'abscisse x est :

$$P_x = \int_0^x d P_{(x,t)} dx$$



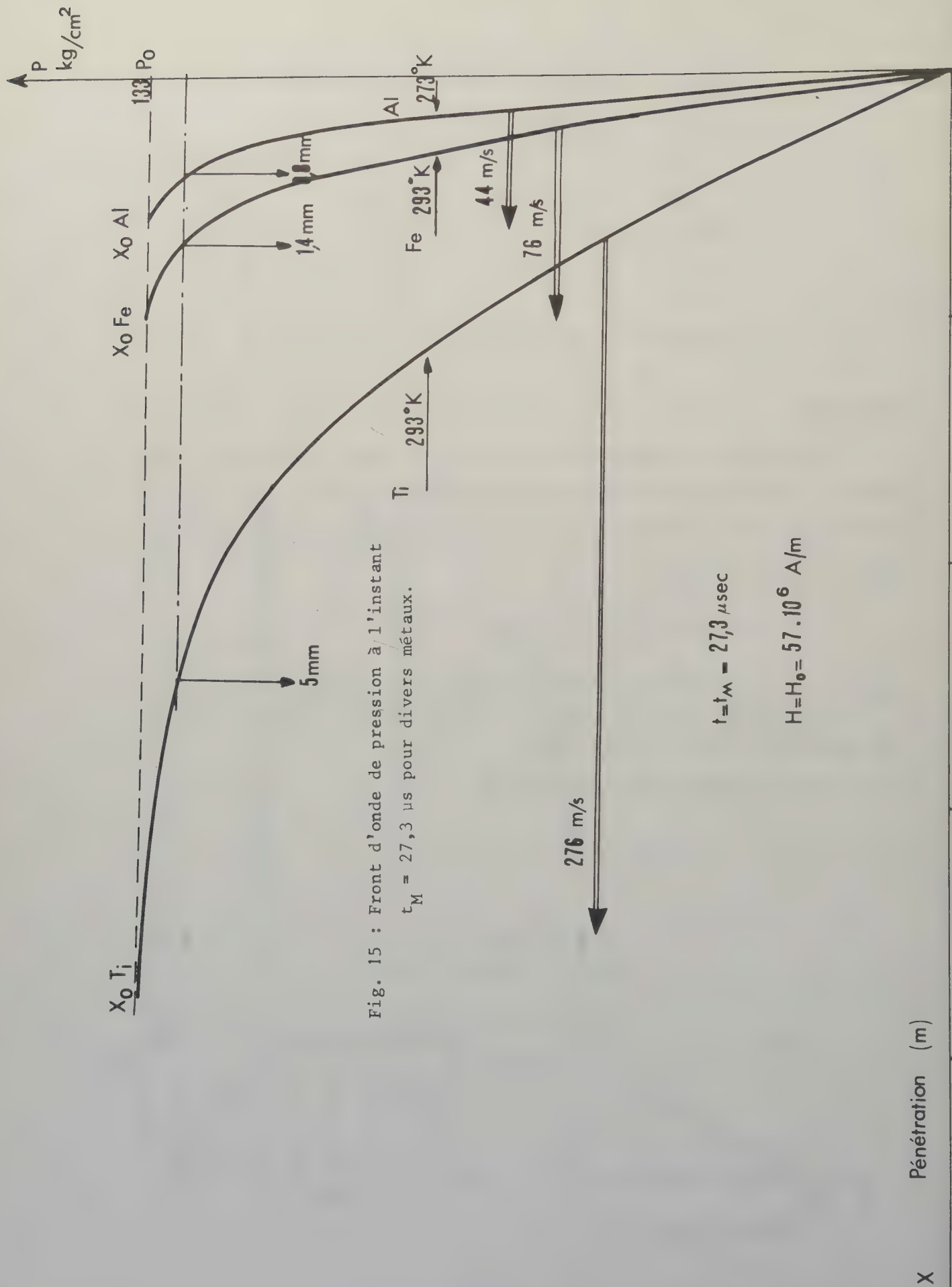


Fig. 15 : Front d'onde de pression à l'instant $t_M = 27,3 \mu s$ pour divers métaux.

$$t = t_M = 27,3 \mu sec$$

$$H = H_0 = 57 \cdot 10^6 \text{ A/m}$$

X Pénétration (m)

à l'instant t (soit pour un B_0 donné) le même maximum P_0 est obtenu quel que soit le métal car :

$$P_0 = \int_0^{x_0} \mu i y H z dx = C^{te} \text{ (voir calculs précédents)}$$

Cependant le front d'onde de pression et la vitesse différent pour chaque métal et on a le schéma Fig. 15.

La pression s'exerçant dans le métal n'est maximum qu'à 7,55 mm de profondeur pour le titane au maximum de la sollicitation. Il faut donc que V titane soit plus faible pour que le maximum de matière soit sollicitée pendant au moins le premier pic de pression d'onde.

Si l'on veut à 293°K que la pression maximale s'exerce sur le métal, il faut pour l'épaisseur x :

Titane	x	$>$	5 mm
Aluminium	x	$>$	0,8 mm
Fer	x	$>$	1,4 mm

Ceci n'est qu'une sous estimation car en réalité l'onde se compose de plusieurs pics ce qui entraîne une valeur x optimale bien supérieure à ces valeurs calculées.

Pour une amélioration notable du formage (compte tenu de la résistance mécanique du métal) il faudrait augmenter la pente du front d'onde, soit diminuer V , c'est-à-dire augmenter γ ou abaisser ω .

Pour réaliser les mêmes conditions optimales électriques pour le titane, il faudrait augmenter de 625 sa conductivité électrique à 293°K, c'est-à-dire placer l'échantillon vers 5°K.

2) La variation de pression à une distance x dans l'épaisseur de peau est :

$$dP_{(x,t)} = \mu i y H z dx$$

au temps $t = 27,3 \mu \text{ sec}$, on détermine la distribution de la pression maximale. Elle a la forme ci-jointe en fonction des conductivités (voir courbes Fig. 16, 17, 18).

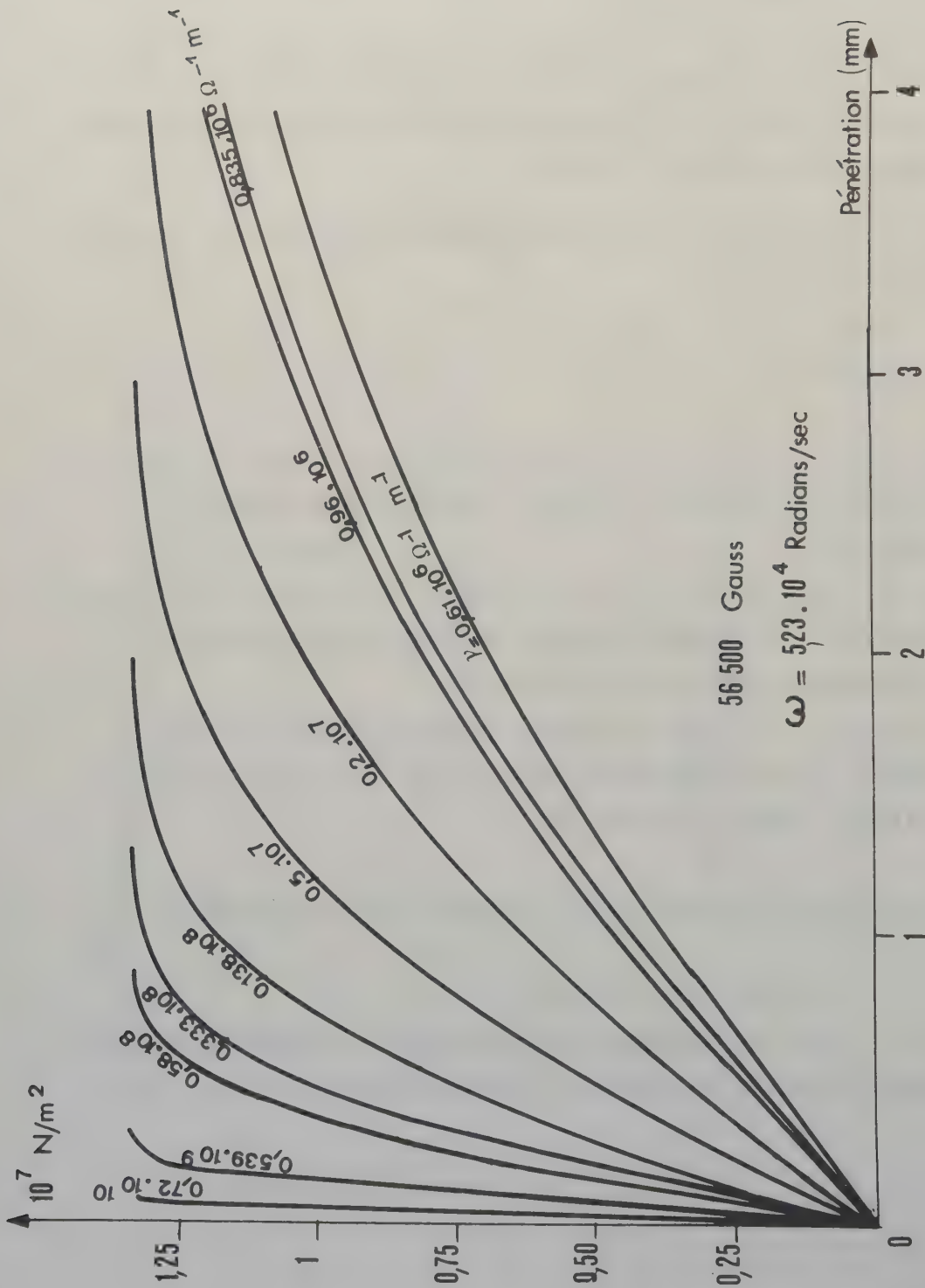


Fig. 16 : Distribution de la pression maximale en fonction de la conductivité électrique.

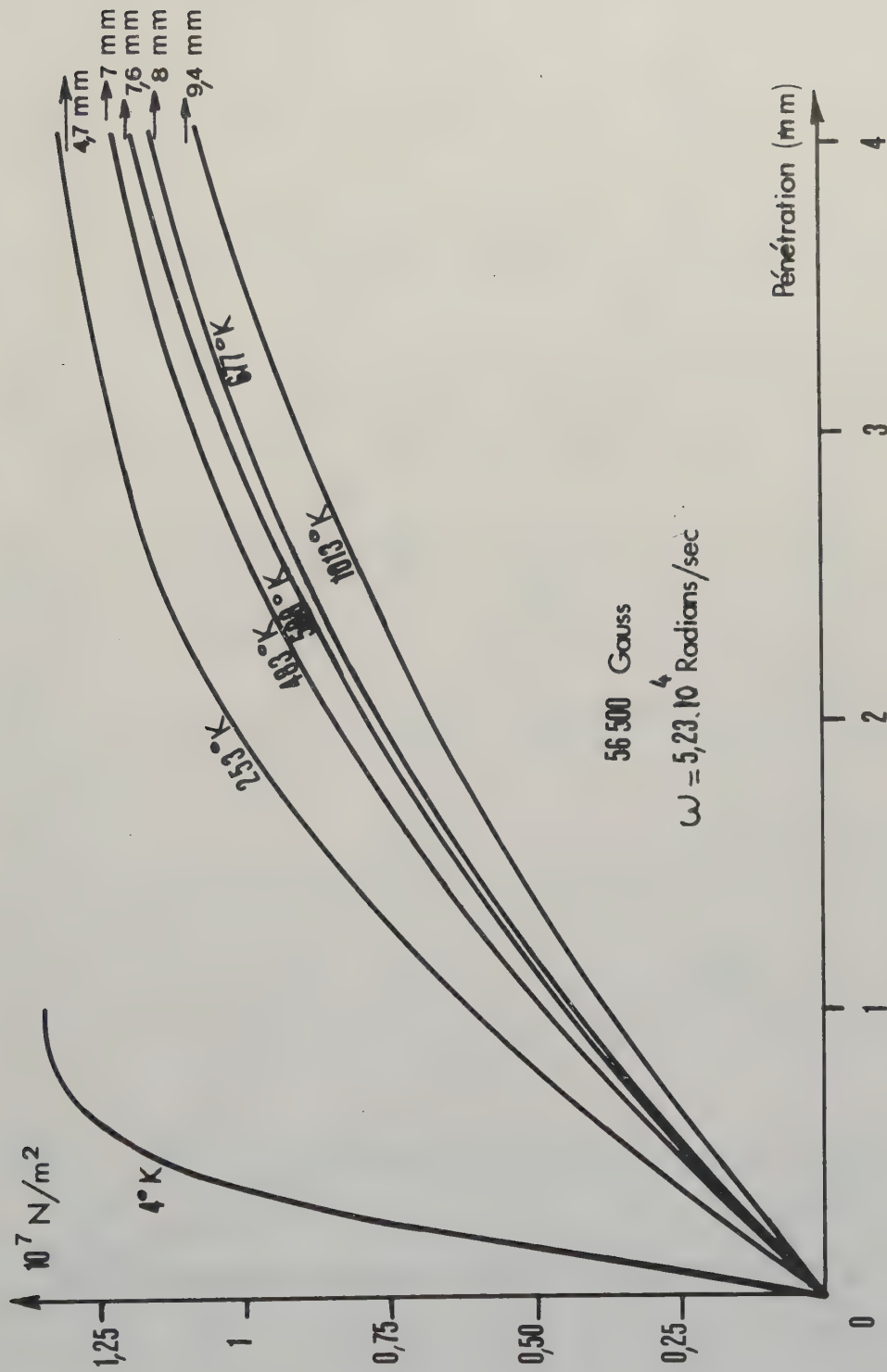


Fig. 17 : Distribution de la pression maximale pour le titane en fonction de la température.

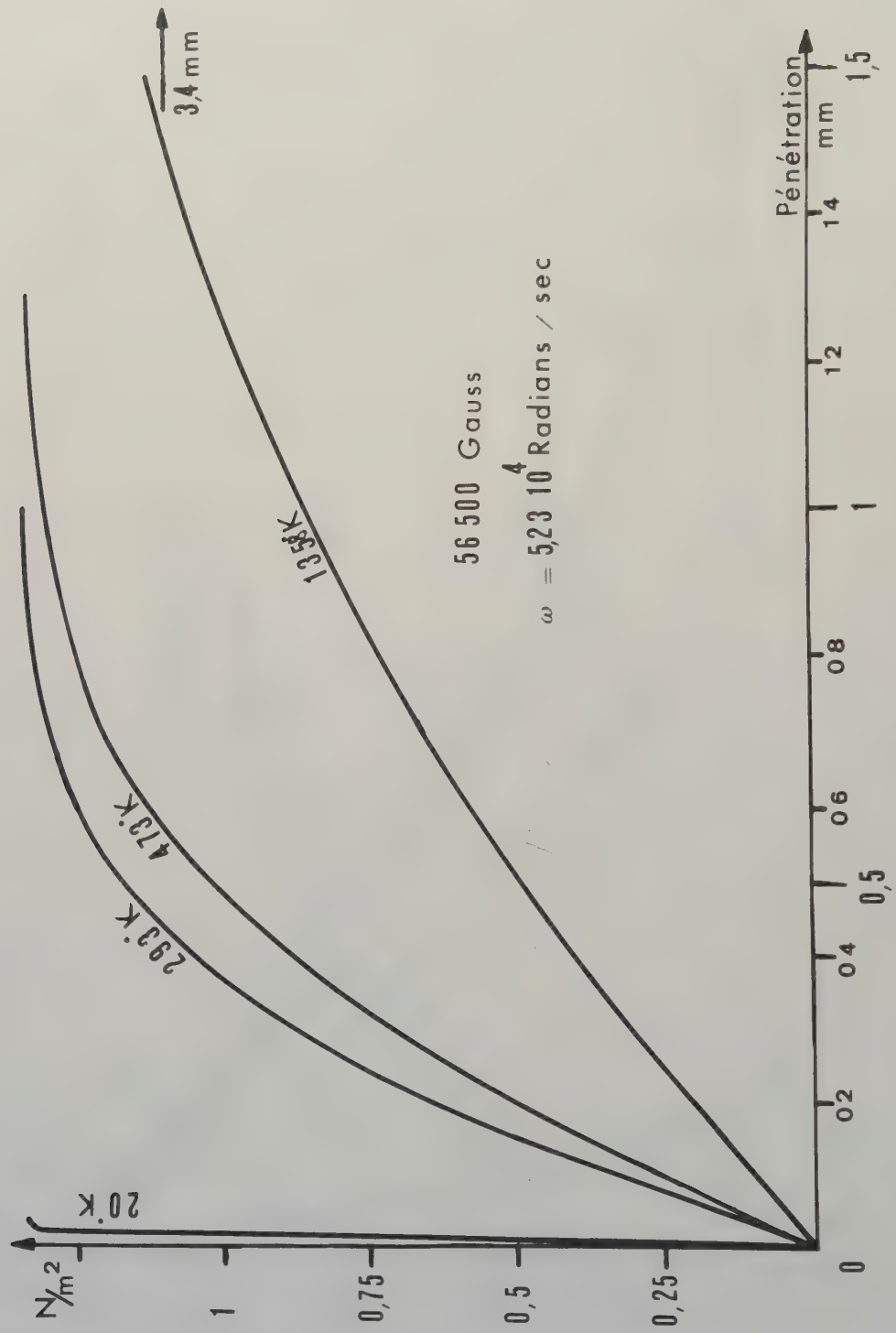
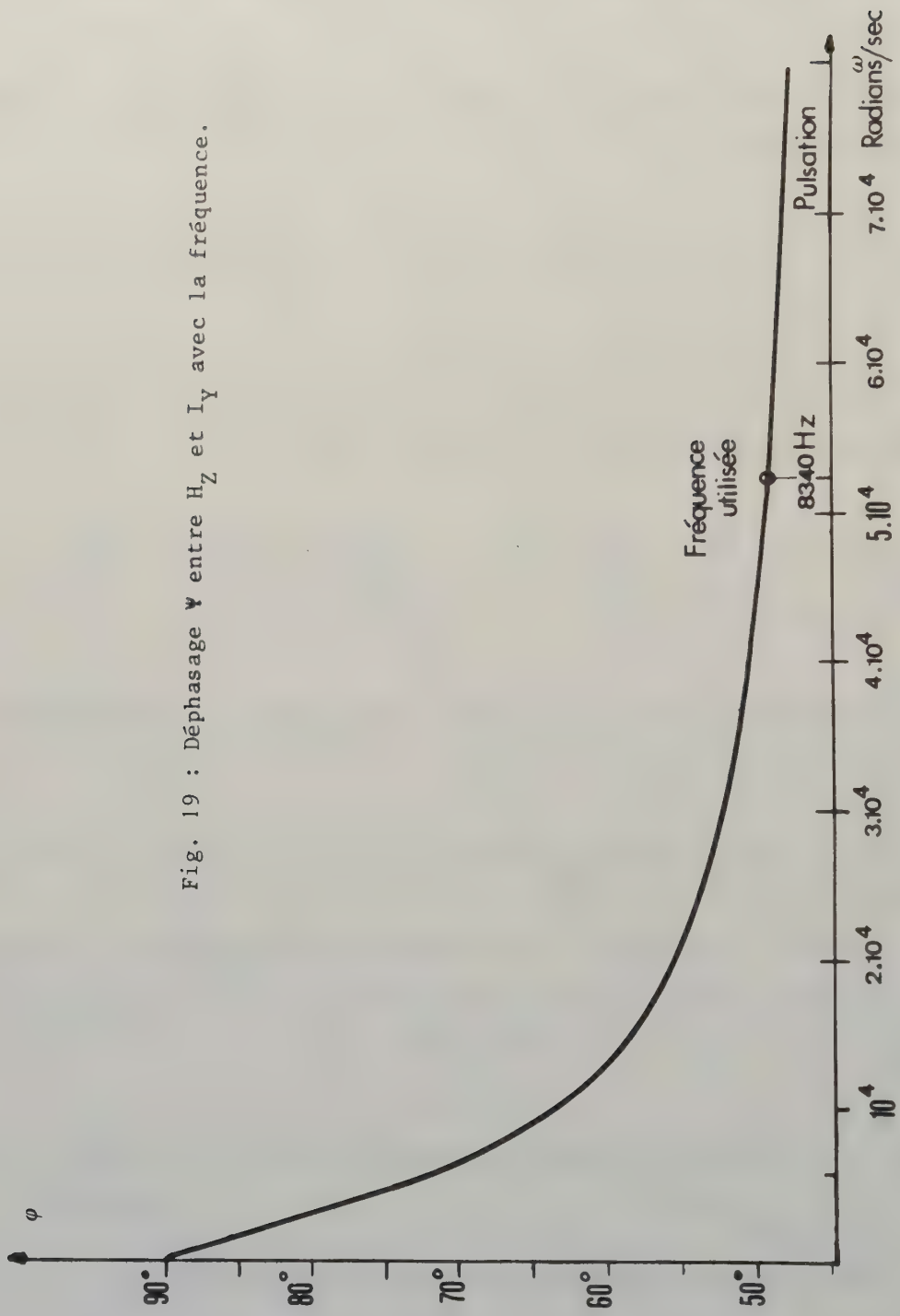


Fig. 18 : Distribution de la pression maximale pour le Cuivre en fonction de la température.

Fig. 19 : Déphasage φ entre H_Z et I_Y avec la fréquence.



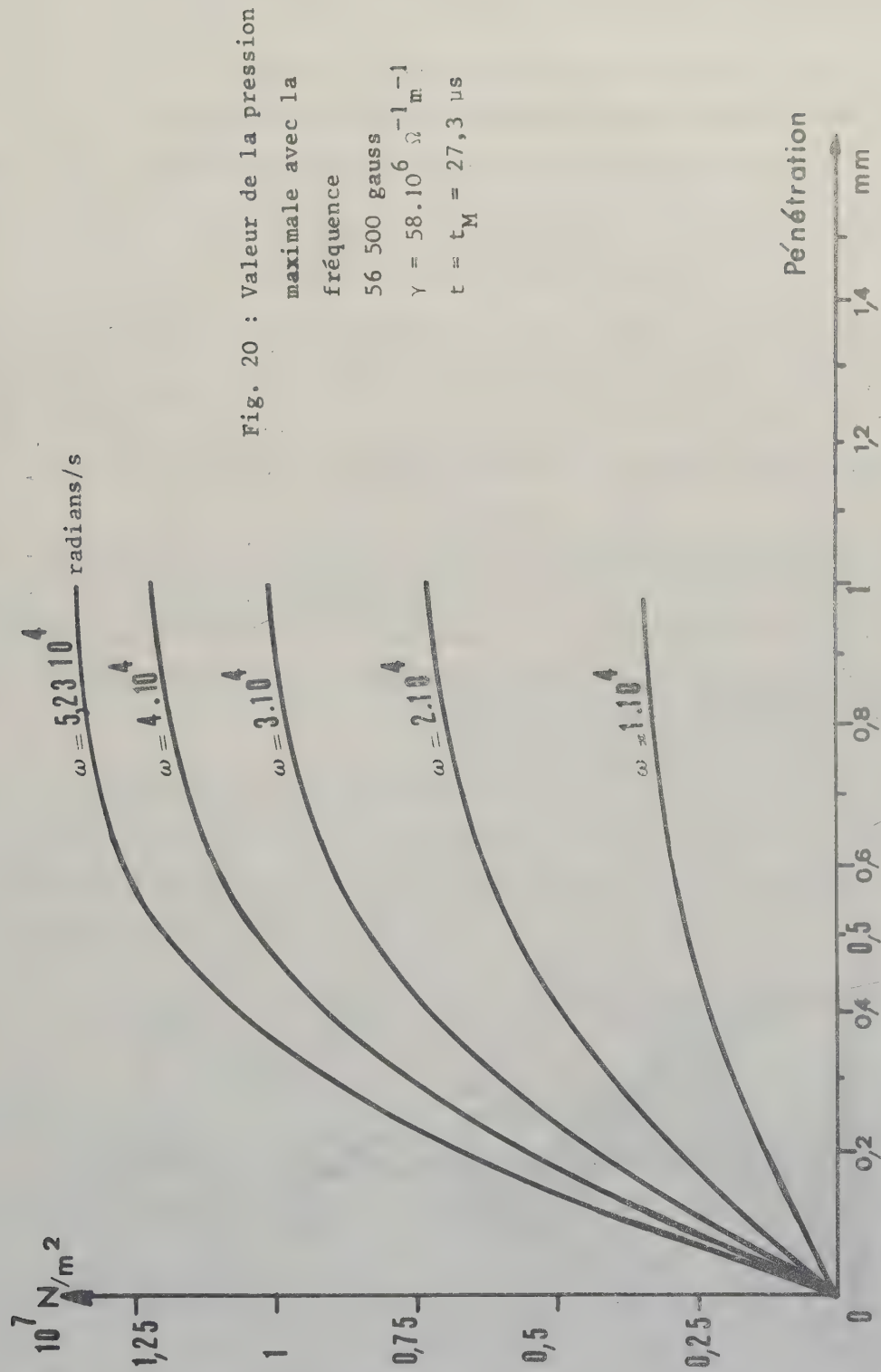


Fig. 20 : Valeur de la pression maximale avec la fréquence

56 500 gauss
 $\gamma = 58 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1} \text{ m}^{-1}$
 $t = t_M = 27,3 \text{ } \mu\text{s}$

C) COMPORTEMENT ELECTRONIQUE DANS L'EPAISSEUR DE PEAU

Les champs $H_z(x,t)$ et $E_y(x,t)$ créent des déplacements électroniques dans l'épaisseur de peau des cristaux.

Dans le cas d'une action extérieure, la fonction de distribution des électrons qui ne sont plus à l'équilibre thermique est modifiée.

La fonction de distribution perturbée f est solution de l'équation de BOLTZMANN.

$$\frac{\delta f}{\delta t} + \vec{r} \cdot \nabla_r f + \vec{k} \cdot \nabla_k f = -\frac{f - f_0}{\tau}$$

le membre de droite exprime l'effet des collisions sur les dislocations, impuretés, phonons qui ramènent la distribution à l'équilibre f_0 avec une constante de temps qui est le temps de relaxation τ . En toute généralité τ dépend de $\vec{k}$ et de $\vec{r}$. L'électron cède une partie de l'énergie qu'il a acquise sous l'effet de la force.

Les temps de relaxation les plus longs que l'on ait obtenus sont de l'ordre de 10^{-9} s. On peut considérer ici des temps de l'ordre de 10^{-12} s. Nous avons donc pour notre phénomène N interactions ($N = 2 \cdot 10^8$). Le phénomène extérieur est donc très lent ; les champs pourront donc être considérés comme constants pendant une trajectoire électronique.

Dans ce cas le schéma d'action sera le suivant (Fig. 21).

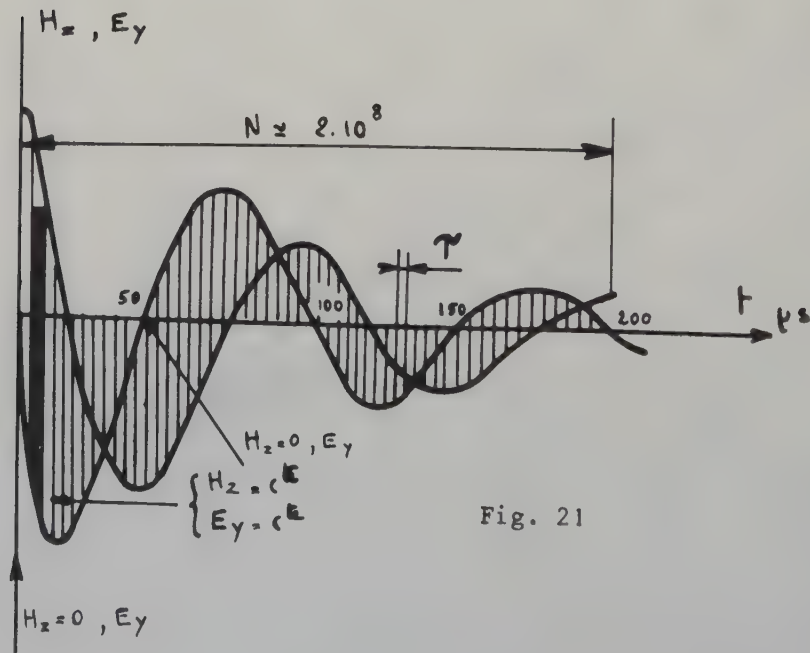


Fig. 21

Sachant que l'étude des trajectoires est plus commode dans l'espace réciproque en utilisant la trajectoire représentative du vecteur d'onde en fonction du temps, et en appliquant les lois semi-classiques du mouvement de l'électron dans le cristal, soit :

$$\dot{\vec{k}} = \frac{1}{\hbar} \vec{F} \quad (\text{relie la variation du vecteur d'onde } \vec{k} \text{ de l'électron à la force extérieure),$$

$$\vec{v} = \frac{1}{\hbar} \vec{\nabla}_k \epsilon \quad (\text{relie la vitesse de la particule en fonction de son énergie } \epsilon \text{ et de son vecteur d'onde } \vec{k}),$$

le problème revient à une étude d'énergie ϵ et de vecteur d'onde $\vec{k}$ des électrons. L'électron de vitesse $\vec{v}$ est soumis à un champ extérieur $\vec{H}$, il s'exerce donc une force de la forme :

$$\vec{F} = \frac{e}{c} \vec{v} \wedge \vec{H} \quad \text{force normale à la vitesse. L'énergie ne varie donc pas et son travail est nul.}$$

Les trajectoires réciproques sont donc des courbes tracées sur des surfaces d'énergie constante. On a de même :

$$\dot{\vec{k}} = \frac{1}{\hbar} \frac{e}{c} \vec{v} \wedge \vec{H} \quad \text{la variation de } \vec{k} \text{ est non seulement perpendiculaire à } \vec{v} \text{ mais encore perpendiculaire à } \vec{H}.$$

La projection du vecteur d'onde $\vec{k}_z$ sur la direction du champ magnétique $\vec{H}_z$ ne varie donc pas au cours du mouvement. Les trajectoires réciproques sont donc simplement des sections des surfaces d'énergie constante par des plans perpendiculaires à la direction O_z et $\vec{H}_z$.

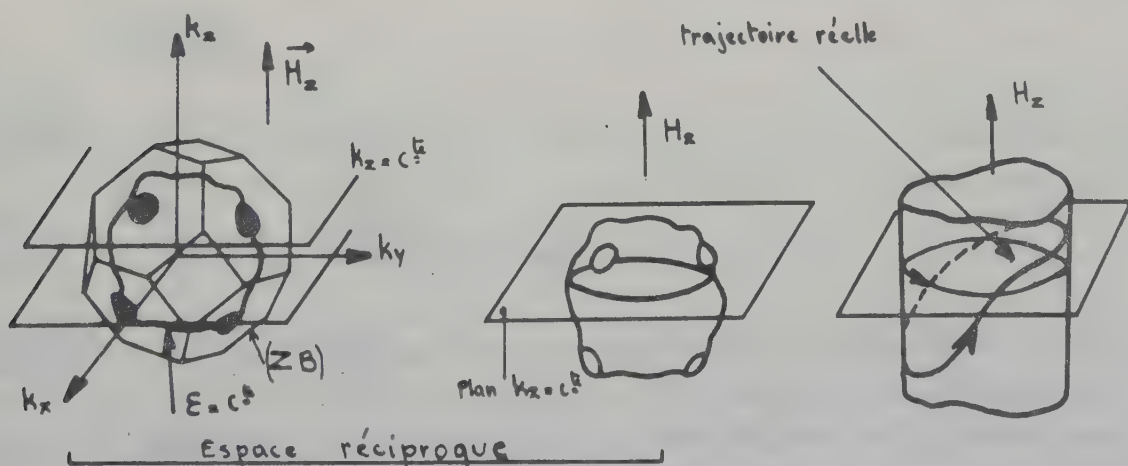


Fig. 22 : Trajectoires électroniques dans l'espace réciproque et réel par application d'un champ H_z .

En ce qui concerne le mouvement suivant l'axe O_z n'est pas affecté par le champ magnétique, il se fait avec une vitesse $\vec{v}_z = \frac{1}{\hbar} \frac{\delta \epsilon}{\delta k_z}$.

Si $\vec{k}$ a pour projection $\vec{\chi}$ sur oxy et $\vec{r}$, $\vec{\rho}$, on a en projetant la relation :

$$\dot{\vec{k}} = \frac{1}{\hbar} \frac{e}{c} \vec{v} \wedge \vec{H}$$

$$\dot{\vec{\chi}} = \frac{1}{\hbar} \frac{e}{c} \vec{\rho} \wedge \vec{H}$$

la projection de la trajectoire réelle sur oxy à $\vec{H}_z$ se déduit de celle des trajectoires réciproques par une rotation de $+\pi/2$ autour de $\vec{H}_z$ et une homothétie de rapport $\frac{c\hbar}{eH_z}$.

Mais l'existence du champ électrique $\vec{E}_y$ crée un mouvement des porteurs qui ne se produit pas simplement à énergie constante comme pour le champ magnétique seul. La variation d'énergie est :

$$\frac{d\epsilon}{dt} = e v E.$$

Si on suppose $\vec{E}$ suivant oy par exemple, on aura en projetant l'équation semi-classique du mouvement en l'absence de collisions (limite des champs forts) sur ox :

$$\hbar \frac{d\vec{k}}{dt} = e (\vec{E} + \frac{e}{c} \vec{v} \wedge \vec{H}) \quad \text{on obtient :}$$

$$e\vec{v}_y = - \frac{c\hbar}{H} \frac{d\vec{k}_x}{dt} \quad \text{d'où :}$$

$$\frac{d\epsilon}{dt} = - \frac{c\hbar}{H} E_y \frac{dk_x}{dt}$$

en intégrant, on trouve que la trajectoire au lieu de se produire à énergie constante (égale à ϵ_F) a une énergie qui varie suivant la loi :

$$\Delta\epsilon = \epsilon - \epsilon_F = - c\hbar \frac{E_y}{H} (k_x + \text{Cte})$$

Le mouvement semi-classique en présence de champs électrique et magnétiques perpendiculaires est le même qu'en l'absence de champ électrique mais avec une relation de dispersion déplacée dans la direction perpendiculaire à $\vec{E}_y$ et $\vec{H}_z$. Pour des sections fermées (C) ceci conduit à des trajectoires (C') de même forme, simplement déplacées dans l'espace réciproque.

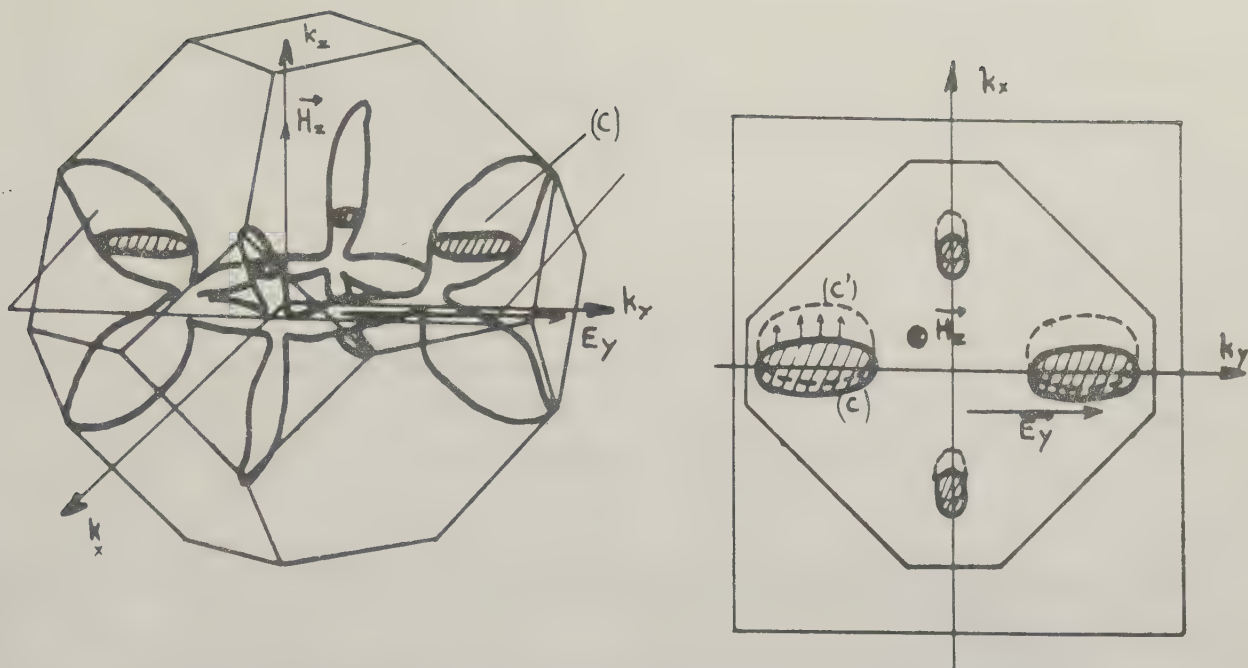


Fig. 23 et 24 : Trajectoires réciproques en présence d'un champ magnétique $\vec{H}_z$ suivant O_z et d'un champ électrique continu $\vec{E}_y$ suivant O_y pour l'aluminium (troisième nappe d'un métal c.f.c à 3 électrons par maille).

L'existence de $\vec{E}$ et le déplacement des surfaces ϵ peut conduire à des nappes rencontrant les zones de BRILLOUIN, occasionnant des trajectoires (C') de natures différentes.

Le problème devient plus complexe du fait que $\vec{E}$ n'a pas une direction fixe dans le plan xoy du cristal et que les déplacements des trajectoires telles que (C') varient de même.

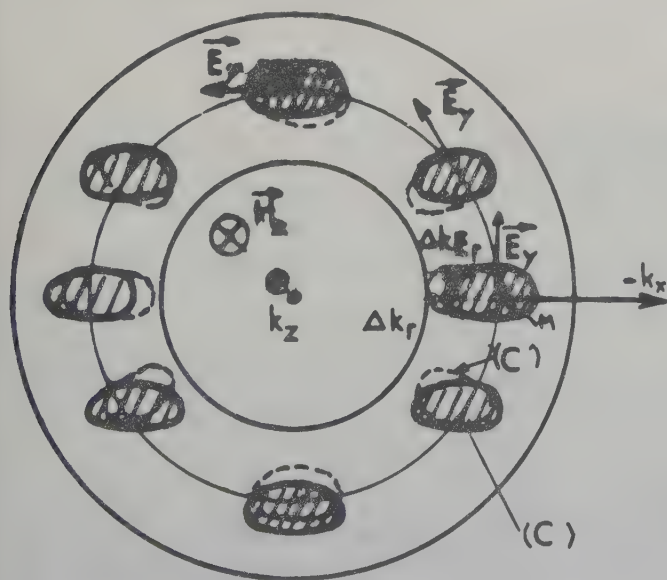


Fig. 25 : Trajectoires dans l'épaisseur de peau (cristal cylindrique).

Le courant par le déplacement de la trajectoire, en particulier le courant $J_r(\vec{OM})$, dû à une tranche de la trajectoire, peut être déterminé ; le courant pour chaque rayon OM sera :

$$\delta J_r = \frac{e \delta k_z}{4\pi^3} \int_C v_r \Delta k_r dk(E_r)$$

où Δk_r est le déplacement suivant OM (Fig. 25). Mais dans un tel déplacement, l'énergie varie de :

$$\Delta \epsilon = \frac{\delta \epsilon}{\delta k_r} \Delta k_r = \hbar v_r \Delta k_r$$

On a donc :

$$\delta J_r = \frac{e \delta k_z}{4\pi^3} \int_C \frac{\Delta \epsilon}{\hbar} dk(E) = - \frac{ceE_r \delta k_z}{4\pi^3 H} \int_C (k_r + C^{te}) dk(E_r)$$

$$\delta J_r = - \frac{ceE_r \delta k_z}{4\pi^3 H} A(k_z)$$

$A(k_z)$ représentant l'aire de la trajectoire (C) en champ nul. Le courant total est :

$$J_r = \frac{-ceE_r}{H} \int \frac{A(z) dk_z}{4\pi^3}$$

où l'intégration porte sur une zone de BRILLOUIN, intégrale représentant le nombre de porteurs.

Au temps $t = t_M = 27,3 \mu s$ la contrainte est maximale ; calculons la variation d'énergie électronique $\Delta \epsilon$ en un point x de l'épaisseur de peau :

On a :

$$H_z(x,t) = H_0 e^{-0,207} e^{-0,167 \sqrt{\gamma} x} \sin(1,43 - 0,1935 \sqrt{\gamma} x)$$

et

$$E_y(x,t) = -0,2575 e^{-0,207} H_0 \frac{1}{\sqrt{\gamma}} e^{-0,167 \sqrt{\gamma} x} \sin(2,287 - 0,1935 \sqrt{\gamma} x)$$

soit :

$$\Delta \epsilon = - \hbar \frac{E_y}{H_z} (k_x + C^{te})$$

$$\Delta \epsilon = \frac{0,2575 \hbar}{\sqrt{\gamma}} \frac{\sin(2,287 - 0,1935 \sqrt{\gamma} x)}{\sin(1,43 - 0,2935 \sqrt{\gamma} x)} (k_x + C^{te})$$

CHAPITRE 3

Ce chapitre traite des théories macroscopiques de la propagation d'un ébranlement pour ensuite, aborder les principaux paramètres régissant la déformation des métaux aux grandes vitesses à l'aide d'un modèle de dislocations.

Le calcul des seuils principaux de glissement, les mécanismes microscopiques d'interaction, l'influence de la viscosité du milieu sur le mouvement des dislocations ont pu être montrés dans le cadre de telles déformations.

I - GENERALITES SUR LES THEORIES MACROSCOPIQUES DE LA PROPAGATION D'UN EBRANLEMENT - (1)

1 - Cas général (2,3) :

Quand les forces qui agissent sur un système mécanique ne sont plus en équilibre statique, il faut tenir compte des forces d'inertie.

L'effet d'une force appliquée sur un solide n'est pas ressenti immédiatement en un point situé à l'intérieur. La perturbation qu'elle entraîne se déplace à une vitesse finie qui peut être calculée à partir de la loi de Newton.

$$f = \frac{d(\mu)}{dt}$$

qui exprime que la force f appliquée sur un élément de masse m , animé d'une vitesse u est égale à la dérivée par rapport au temps de la quantité de mouvement μ .

Si la contrainte σ et la déformation $\epsilon = \frac{\delta u}{\delta t}$ sont liées par une équation d'état :

$$d\sigma = \Theta d\epsilon$$

on montre que la vitesse de l'onde est :

$$C = \sqrt{\frac{\Theta}{\rho_0}}$$

où ρ_0 est la densité initiale. Elle dépend essentiellement de Θ donc de la forme de l'équation d'état.

2 - Ondes élastiques :

Quand la contrainte σ reste inférieure à la limite élastique σ_o , ⁽¹⁾ s'exprime simplement en fonction du module d'Young E, du coefficient de Poisson ν , du module de cisaillement G et du module de compressibilité $K = \frac{E}{3(1-2\nu)}$

On a dans le cas du cuivre et l'aluminium :

Nature de l'onde	cm s ⁻¹	Cu	Al
Ondes longitudinales dans une plaque	$C_1 = \sqrt{\frac{(1-\nu)E}{4\nu(1-2\nu)F_o}}$	4,56.10 ⁵	6,32.10 ⁵
Ondes longitudinales dans un fil	$C_o = \sqrt{\frac{E}{\rho_o}}$	3,67.10 ⁵	5,09.10 ⁵
Ondes dans un milieu hydrostatique	$C_z = \sqrt{\frac{K}{\rho_o}}$	2,25.10 ⁵	3,10.20 ⁵
Ondes de cisaillement dans une plaque	$C_t = \sqrt{\frac{G}{\rho_o}}$	2,12.10 ⁵	2,92.10 ⁵

Ces ondes varient donc de 2 à 6.10⁵ cm s⁻¹.

3 - Ondes élastoplastiques : théorie de VON KARMAN-DUWEY (4, 5, 6) :

Le cas le plus simple est celui d'un corps ou $\sigma = E \epsilon$ au-dessous de la limite élastique et où $\sigma = \Theta \epsilon$ au-dessus où Θ est une constante indépendante du temps (Fig. 26 A).

Il se propage alors une onde élastique de vitesse $C_o = \sqrt{\frac{E}{\rho_o}}$ et une onde plastique de vitesse plus faible $C = \sqrt{\frac{\Theta}{\rho_o}}$. L'onde de détente est élastique ;

elle se propage à la vitesse C_o et fait disparaître petit à petit l'onde plastique.

Le fil est incapable de transmettre un ébranlement plastique si $\Theta = 0$.

Seule une longueur de fil égale à $\Delta t_o = \frac{C_o}{C_o - C}$ est déformée plastiquement.

Δt_o est la durée de l'onde plastique initiale.

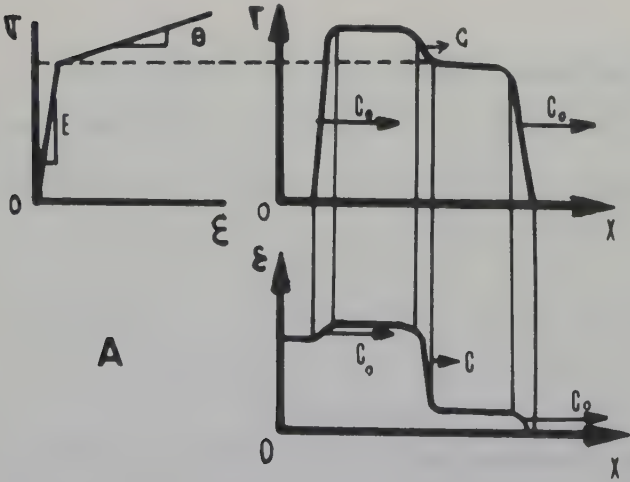


Fig. 26 A

Dans un matériau pour lequel Θ est variable mais toujours indépendant du temps (Fig. 26 B), l'onde élastique s'étale de plus en plus au cours de la propagation.

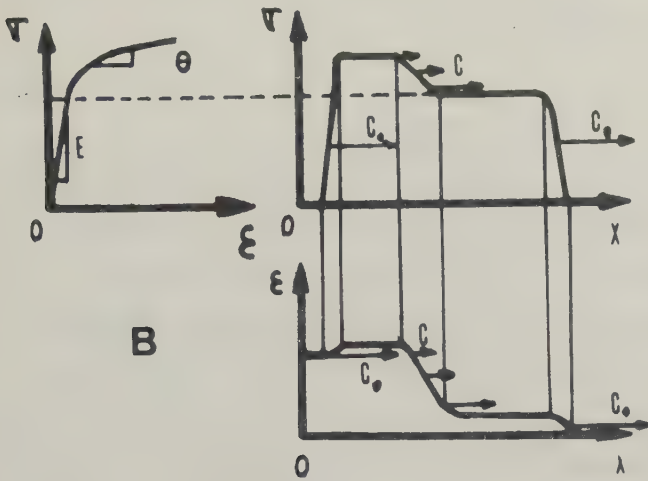


Fig. 26 B

pagation.

Au maximum de la courbe, la vitesse des ondes plastiques est nulle. Au premier point de l'éprouvette où la contrainte atteint la valeur maximale, il y a une striction. Par suite des réflexions, cette conditions peut-être réalisée à des endroits variables de l'éprouvette et même à différents endroits au même instant.

4) Ondes visqueuses : théorie de MALVERN (7, 8, 9) :

Un défaut important de la théorie précédente est que Θ est indépendant du temps. MALVERN propose de tenir compte des effets de viscosité en écrivant l'équation d'état sous la forme :

$$\dot{\epsilon} = \dot{\epsilon}_{el} + \dot{\epsilon}_{pl} = \frac{\sigma}{E} + g(\sigma, \epsilon)$$

dans ce cas :

$$\Theta = E \left[1 - \frac{g(\sigma, \epsilon)}{\dot{\epsilon}} \right]$$

et si $\dot{\epsilon}$ est grand $\Theta \sim E$. Toutes les ondes se propagent sous forme d'ondes élastiques qui se dégradent petit à petit en cédant leur énergie sous forme d'énergie de déformation.

Plusieurs observations expérimentales semblent confirmer que ce modèle est plus proche de la réalité que celui de VON KARMAN DUWEZ. Nous présentons ici un modèle plus général qui permet d'interpréter les phénomènes viscoplastiques car il tient à la fois compte des processus de durcissement ou de radoucissement et qui est valable approximativement quel que soit le type de chargement notamment en cas de contraintes dynamiques intenses car nous considérons à la fois la probabilité pour qu'une dislocation soit créée et la probabilité pour qu'une dislocation se déplace.

En effet, les dislocations sont les agents de la déformation viscoplastique : elles créent un état de contraintes internes ; une dislocation peut donner naissance à de nombreuses dislocations ; elles peuvent se déplacer par glissement simple dans leur plan de glissement, par montée ou par glissement dé-

vié (cas d'une dislocation vis) hors de leur plan de glissement initial provoquant ainsi la déformation.

II - THEORIES MICROSCOPIQUES - DISLOCATIONS -

Nous avons analysé le comportement des métaux par l'étude des processus physiques qui se produisent lors de la déformation. Les Mécaniciens du solide ont considéré, dans la théorie classique de la plasticité des relations indépendantes, des vitesses de chargement. Toutes les expériences montrent cependant une influence importante de ces vitesses, nous nous sommes donc placés en viscoplasticité et recherché expérimentalement les principaux paramètres régissant le comportement des cubiques à faces centrées soumis à des efforts intenses de faible durée.

Rappelons les éléments fondamentaux de la théorie des dislocations.

1) Les déformations élastiques correspondent à de légères variations des positions relatives des atomes, les déformations plastiques résultent de grands déplacements suivant certains plans et dans certaines directions caractéristiques de la structure cristalline, ces déplacements sont dûs au mouvement des dislocations à l'intérieur du cristal. En raison de l'inertie considérable de la dislocation par rapport à celle de l'atome, les déformations instantanées sont élastiques.

Nous pouvons donc dire que les déformations instantanées sont les déformations thermoélastiques réversibles.

Comme les déformations élastiques sont instantanées, le gradient de la vitesse peut-être décomposé en parties élastique et plastique. ZARKA (10) suppose que la partie plastique est uniquement liée aux valeurs instantanées des contraintes σ , de la température T , de l'orientation de la structure cristalline x et de certains paramètres Y comme les densités et longueurs des dislocations, les densités de lacunes et d'interstitiels et qu'elle est donnée sous la forme :

$$v''_{ij} = \sum (h_i n_j \gamma) \text{ étendue à tous les mécanismes actifs.}$$

où v''_{ij} est le gradient des champs de vitesse plastique,

γ , la vitesse de déplacement suivant $\vec{h}$ entre deux plans de normale $\vec{n}$ distants de l'unité.

$\vec{h}(h_i)$, la direction unitaire de déplacement d'une famille de plans de déplacement parallèles de normale unitaire $\vec{n}(n_j)$, les vecteurs unitaires $\vec{n}$ et $\vec{h}$ étant bien définis à partir de l'orientation x .

Nous pensons que dans le cas de déformation à grande vitesse $\dot{\epsilon} > 10^3 s^{-1}$, la vitesse de déplacement γ est reliée à des mécanismes absorbant de l'énergie, c'est-à-dire qu'il existe un amortissement du mouvement des dislocations. Cet amortissement est dû aux interactions des dislocations avec les ondes électriques et thermiques.

GRANOTO-LUCKE évalue la force F sur une dislocation par l'intermédiaire d'une constante d'amortissement $B(T)$

$$F = B \cdot \gamma = \tau \cdot b$$

où τ est la contrainte et b le vecteur de BURGERS

2) Les déplacements possibles relatifs entre les deux faces d'une surface S_0 s'appuyant sur une courbe L sont des translations ou des rotations et les seules dislocations rencontrées sont les dislocations de translations caractérisées par leur vecteur de translation $\vec{b}$ appelé vecteur de BURGERS.

L'énergie d'une dislocation vaut approximativement par unité de longueur de dislocation :

$$W(\epsilon) = a \frac{\mu |\vec{b}|^2}{4\pi} (\sin^2 \epsilon + \frac{1}{1-\nu} \cos^2 \epsilon)$$

avec μ : module de cisaillement

ν : coefficient de Poisson

ϵ : dislocation rectiligne selon o_z avec o_y normal au plan formé par la ligne de dislocation et le vecteur de BURGERS $\vec{b}$

$$(o_x, \vec{H}) = \epsilon$$

a : constante de l'ordre de 2 à 4π

Le déplacement d'une dislocation sur toute une section plane du cristal provoque un déplacement relatif entre les deux parties situées de part et d'autre de cette section égal au vecteur de BURGERS. La dislocation permet donc d'interpréter la déformation plastique.

S'il existe ρN dislocations identiques par unité de volume qui balayent chacune une aire A dans des plans de déplacement parallèles à la section S du cristal, on définit le déplacement moyen $\vec{\Gamma}$ entre deux tels plans distants de l'unité suivant la direction $\vec{b}$ par :

$$\vec{\Gamma} = \rho N A \vec{b}$$

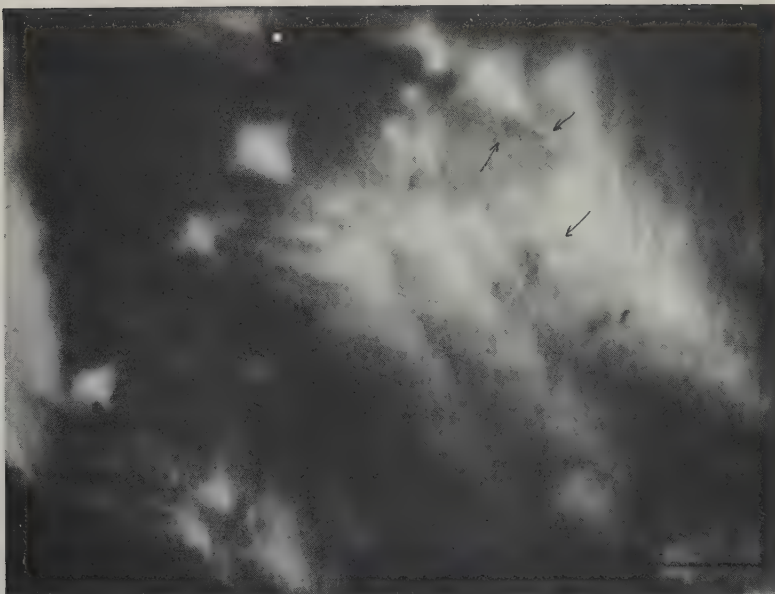
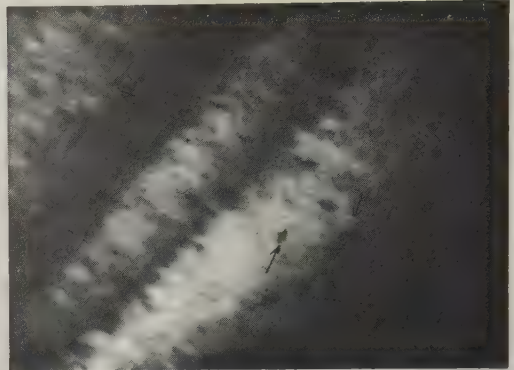
3) le tenseur de contraintes microscopiques $\bar{\sigma}$ appliqué de l'extérieur détermine une force $\vec{F}$ sur la dislocation

$$\vec{F} = (\vec{b} \cdot \vec{\sigma}) \wedge \vec{t}$$

$\vec{t}$: tangente unitaire de la ligne

4) Distribution des dislocations

$(110) \longrightarrow$



$\longleftarrow (100)$



$\longleftarrow (110)$

La distribution des dislocations dans nos cristaux est aléatoire et elles se présentent sous forme de petits segments rectilignes. Le taux N_0 de dislocations est voisin de 10^8 cm^{-2} pour des cristaux préparés sans trop de précautions par la méthode d'écrouissage critique pour l'aluminium et de refroidissement lent par four mobile à partir d'un bain liquide pour le cuivre (méthode de BRIDGMANN). Ce taux a été obtenu par comptage sur un grand nombre de lames minces au microscope électronique. La Fig. 27 en donne un exemple pour le cuivre (100) et (110).

Nous avons évité au maximum l'écrouissage de découpe des cristaux en employant la méthode par étincelage et l'amincissement électrolytique.

Outre ce taux de dislocations, obtenu sur lames minces des attaques chimiques ont révélé des sous joints contrôlés aux rayons X (Fig. 28).

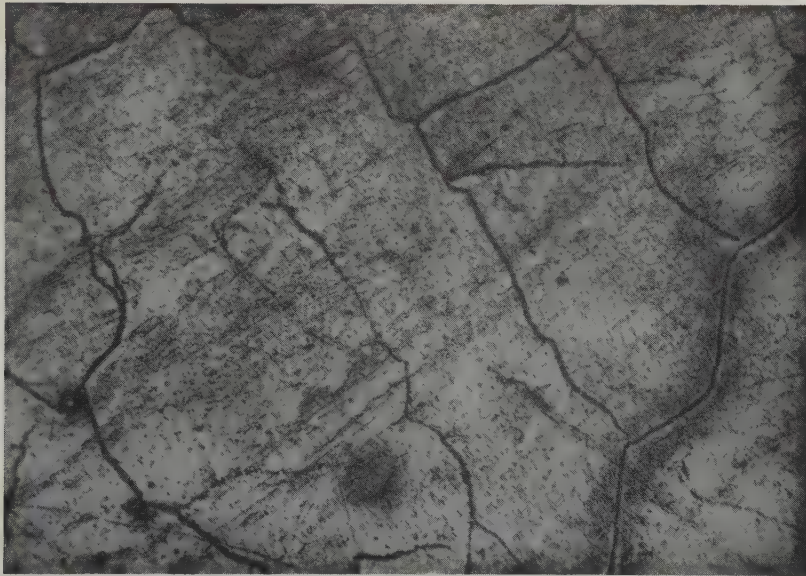


Fig. 28

Cristal (110) de
cuivre

Présence de sous-
joints

Grandissement : 80

A) SEUILS PRINCIPAUX DE GLISSEMENT ET MECANISMES D'INTERACTION DES DISLOCATIONS

1) Déplacement des dislocations :

La contrainte appliquée $\bar{\sigma}$ doit vaincre les actions des atomes sur la dislocation supposée isolée dans le cristal. Ces actions du milieu environnant parfait ont une résultante appelée force de PEIERLS-NABARRO F_{PN} . Cette force n'a pu être calculée car nous ne connaissons pas la forme du potentiel d'interaction atomique.

Aux températures habituelles, cette force est inférieure à celle à 0°K soit :

$$F_{PN} < \frac{2\mu|\vec{b}|}{K} \exp \left(-\frac{2\pi}{K} \frac{r}{|\vec{b}|} \right)$$

avec $K = 1$ ou $1 - \nu$ selon que la dislocation est vis ou coin. μ et ν sont le module de cisaillement et le coefficient de POISSON, π est la distance entre plans atomiques parallèles au plan de déplacement.

Cette force décroît par augmentation de la température et devient peu importante pour des températures supérieures à 300°K .

Cette action est minimale pour $\frac{r}{|\vec{b}|}$ maximal, ce qui correspond à une dislocation qui se déplace dans un plan dense et dont le vecteur de BURGERS est suivant une rangée dense

La dislocation se trouvant dans un cristal où il y a de nombreuses dislocations, à cette force F_{PN} s'ajoute une force devant vaincre les actions à distance de ces dislocations.

Les calculs théoriques effectués par B.A. BILBY et E. KRONER (11) sont difficilement applicables et TAYLOR et SAADA ont effectué des hypothèses simplificatrices. De son côté ZARKA suppose des dislocations infiniment longues et pondère ensuite leurs actions afin de tenir compte de leur longueur réelle finie. Il considère :

a) le déplacement court (quelques dizaines de distance interatomique) d'un segment de dislocation parallèlement à lui-même dans son plan de glissement P.

La force appliquée F_{IG} doit être :

$$F_{IG} \geq F_{PN} + \sum f_{IG}$$

ou $\sum f_{IG}$ étendue à tous les systèmes dont les dislocations sont parallèles au segment ; f_{IG} est la borne supérieure des actions lorsque la dislocation $\vec{b}$ se déplace dans son plan de glissement P.

Dans le cas de dislocations parallèles de vecteurs de BURGERS $\vec{b}$ et $\vec{b}'$

$$f_{IG} = \mu \frac{|\vec{b}| |\vec{b}'|}{4\pi d} \times \text{maxi de } |\cos(\gamma - \gamma')| \text{ ou } |\cos(\gamma + \gamma')|$$

avec d : distance de la dislocation $\vec{b}$ au plan où se trouve la dislocation $|\vec{b}'|$.

γ : angle de la ligne de dislocation ($\vec{b}$) avec son vecteur de BURGERS $\vec{b}$.

γ' : angle de la ligne de dislocation ($\vec{b}'$) avec son vecteur de BURGERS $\vec{b}'$.

Si la dislocation $|\vec{b}|$ se déplace dans un autre plan faisant l'angle ψ avec son plan P le seuil de montée sera :

$$F_{IM}^\psi \geq F_{PN}^\psi + \sum f_{IM}^\psi \text{ étendue à tous les systèmes dont les dislocations}$$

sont parallèles au segment.

F_{PN}^{Ψ} étant la force de PEIERLS NOBARRO dans le nouveau plan.

$$f_{IM}^{\Psi} = \mu \frac{|\vec{b}| |\vec{b}'|}{4\pi d} \times \maxi \text{ de } |\cos(\gamma - \gamma')| \text{ ou } |\cos(\gamma + \gamma')| + 2 |\sin \gamma \sin \gamma'| \frac{|\sin \Psi|}{1-\nu}$$

Si le segment est déformé dans son plan P, ZARKA suppose une valeur moyenne des seuils F_{1G} étendue aux différentes orientations des segments de dislocations qui sont parallèles au plan de glissement P.

$$d'où \quad F_{1G} = F_{PN} + \Sigma f_{1G}$$

sommation étendue aux différentes orientations et étendue à tous les systèmes dont les dislocations sont parallèles à une direction de P.

b) grands glissements

La dislocation se déplaçant dans son plan P, la force appliquée doit lui permettre aussi de franchir les dislocations qui percent ce plan, d'où l'existence d'un autre seuil F_{2G} . Ce seuil est évalué en considérant tous les plans P' coupant P et en associant ces plans P' par famille de plans dont les droites d'intersection avec P sont parallèles. Les auteurs calculent la résultante des actions des systèmes qui se trouvent dans une telle famille sur une dislocation parallèle à la droite d'intersection pour prendre ensuite la valeur moyenne de cette résultante étendue à toutes les orientations des droites d'intersection ;

$F_{2G} = F_{1G} + (\Sigma f_{2G})$ valeur moyenne étendue aux différentes orientations, la sommation est étendue à tous les systèmes qui se trouvent dans les plans P' parallèles à une droite de P.

Les calculs sont complexes et montrent des actions très anisotropes.

2) Crans

Quand $|\vec{b}|$ coupe $|\vec{b}'|$ elle laisse sur celle-ci un cran partiquement parallèle à $\vec{b}$ et inversement. Il y a donc à chaque intersection formation de deux crans. Ces crans gênent le mouvement des dislocations et exigent une énergie de formation égale à :

$$U_{FC} + U'_{FC} \simeq A \mu |\vec{b}|^2 \cdot |\vec{b}'| + A' \mu |\vec{b}'|^2 \cdot |\vec{b}|$$

$$1/30 < A, A' < \frac{1}{6}$$

on peut prendre $|\vec{b}| = |\vec{b}'|$ et $A = A'$

$$\text{soit } 2 U_{FC} \simeq 2 A \mu |\vec{b}|^3.$$

cette propriété est illustrée sur la Fig. 29

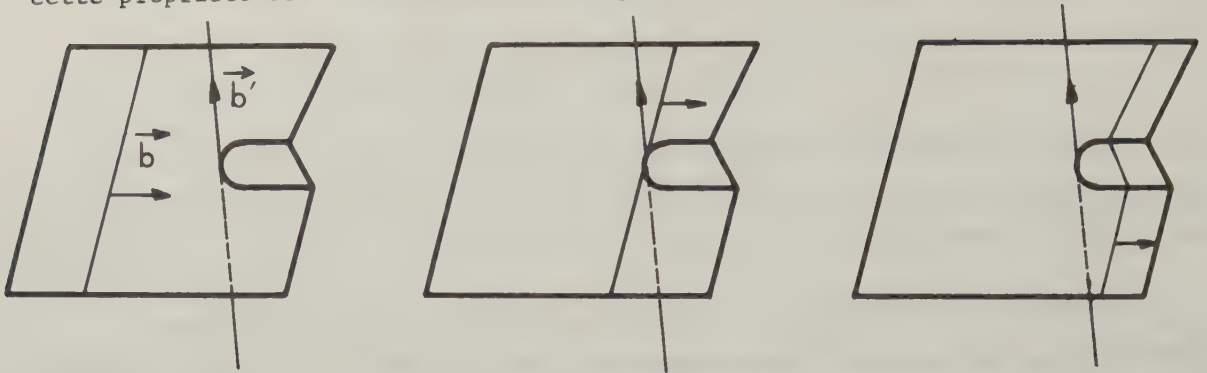


Fig. 29 : Formation de crans

Lorsque l'on a des dislocations dissociées, le cran est plus difficile à former ; si d est la largeur commune des dislocations, on peut montrer que cette énergie U_{FC} est de l'ordre de $\frac{\mu b^2 d}{30}$. Le mouvement du cran n'est pas forcément un glissement, il freine la dislocation en laissant une trainée de lacunes. Sur une dislocation vis notamment, ce mouvement est toujours une montée.

3) Réaction de HIRSH

Soit les dislocations de vecteurs de BURGERS $\vec{b}$ et $\vec{b}'$ sécantes en un point O . L'équilibre du point O nécessite $\vec{b} + \vec{b}' = 0$.

si $\vec{b} + \vec{b}' \neq 0$ plusieurs cas peuvent se présenter :

- $\vec{b} \cdot \vec{b}' > 0$ les dislocations se repoussent
- $\vec{b} \cdot \vec{b}' < 0$ les dislocations s'attirent

et s'il peut exister une autre dislocation de vecteurs de BURGERS $\vec{b}''$ telle que

$\vec{b} + \vec{b}' + \vec{b}'' = 0$, il y a séparation du noeud d'intersection en deux joints par un segment de dislocation qui appartient à la droite d'intersection des plans P et P' . L'ensemble obtenu est très stable car son énergie est inférieure à celle des dislocations séparées.

Ce type de réaction est susceptible de contribuer au durcissement.

4) Barrière de LOMER-COTTRELL

Deux dislocations vis particulières qui se déplacent dans deux plans P et P' particuliers en se rencontrant peuvent former une barrière très stable qui devient un obstacle important sur ces plans P et P' .

B - TEMPS PRINCIPAUX DANS LE COMPORTEMENT DES DISLOCATIONS

Les temps moyens nécessaires au franchissement d'une dislocation, à la dissociation et la recombinaison en dislocation parfaite, à la création et au déplacement d'un cran... sont obligatoires au calcul du nombre de dislocations créées (où qui montent) et au déplacement des dislocations provoquant la déformation plastique.

A partir de ces temps principaux et pour une contrainte donnée, nous pouvons calculer la vitesse de déformation plastique $\dot{\epsilon}_p$ due aux mécanismes cités précédemment ainsi que la variation dN du taux de dislocations.

Les calculs sont effectués en ne tenant pas compte des paramètres limitant la vitesse de glissement tels que la viscosité électronique, la viscosité phonique, l'inertie propre de la dislocation... La contribution de ces différents paramètres sera explicitée ultérieurement (Chapitre 3, D).

a) Temps moyen de franchissement d'une dislocation

Au premier seuil de léger glissement, le mouvement de la dislocation est réversible ; cette déformation est du type viscoélastique.

Lorsque les contraintes dépassent le second seuil de glissement, il y a formation de crans à chaque intersection avec les autres dislocations. L'activation thermique aide cette formation.

La fréquence de réalisation du processus est :

$$v_{FD} = v_0 \frac{|\vec{b}|}{d'} \cos \alpha \exp - \frac{\Delta S_G}{k} \left[\exp - \frac{U_G^-}{kT} - \exp - \frac{U_G^+}{kT} \right]$$

où v_0 est la fréquence de DEBYE (10^{13} s).

$\frac{d'}{\cos \alpha}$ est la longueur de l'élément de dislocation sur l'ensemble $|\vec{b}'|$.

ΔS_G est la variation d'entropie du cristal due au déplacement de la dislocation (négligeable).

$$U_G^+ \simeq 2 U_{FC} + (F - F_{2G}) A'$$

$$U_G^- \simeq 2 U_{FC} - (F - F_{2G}) A'$$

où A' désigne l'aire d'activation du processus de franchissement de la dislocation

$2U_{FC}$, l'énergie de formation des crans à la rencontre de deux dislocations. Elle est de l'ordre de $2A\mu|\vec{b}|^3$.

F , la force sur la dislocation due aux contraintes $\bar{\sigma}$ extérieures.

La composante de cette force dans n'importe quel plan de normale unitaire $\vec{n}$ contenant le vecteur $\vec{t}$, tangente unitaire à la ligne de dislocation est

donnée par :

$$F = |\vec{b} \cdot \vec{\sigma} \cdot \vec{n}|$$

F_{2G} , seuil de grand glissement.

Le temps moyen de franchissement d'une dislocation est donc :

$$t_{FD} = \frac{1}{v_{FD}} = \frac{d'}{\cos \alpha v_o} |\vec{b}| \frac{\exp \frac{2U_{FC} + T\Delta S_G}{kT}}{2sh \frac{(F - F_{2G}) A'}{kT}}$$

Si les contraintes sont appliquées pendant un temps très court t_{FD} est infini et les dislocation ne franchissent pas leurs obstacles. L'aire d'activation est prise, en général, égale à :

$$A' \simeq Cte \times \frac{d'}{\cos \alpha} |\vec{b}|$$

Le franchissement d'une dislocation se produit certainement si :

$$(F - F_{2G}) A' > 2 U_{FC}$$

La concentration de crans avec la température est donnée par :

$$C_C \simeq \exp. \frac{-U_{FC}}{kT}$$

pour $b_2 \simeq b_1$ on a :

$$U_{FC} \simeq \frac{1}{10} \mu b_1^2 b_2$$

et pour des crans multiples nettement plus longs

$$U_{FC} \simeq \frac{\mu b_1^2 b_2}{4 \pi (1-\nu)} \text{Log} \frac{b_1}{b_o}$$

b_o valant de $\frac{1}{2} b$ à $2b$.

b) Temps de recombinaison et de glissement dévié

Pour que le glissement dévié existe, il faut une recombinaison en un segment de dislocation parfaite, le segment peut ensuite se dissocier à nouveau dans le plan P' .

La dissociation en imparfaite crée une bande de faute d'empilement de largeur C_o d'énergie f par unité de longueur.

A l'équilibre on a :

$$f \simeq \frac{\mu |\vec{b}|^2}{24\pi C_o}$$

Sous l'effet d'une force appliquée F la nouvelle largeur devient C avec

$$(F - F_{1G}) + 2 f = \frac{\mu |\vec{b}|^2}{12\pi C}$$

Ces deux formules sont obtenues pour

$$|\vec{b}_1| = |\vec{b}_2| = |\vec{b}| \frac{\sqrt{3}}{3}$$

La dislocation créée dans le nouveau plan P' ne peut rester dans ce plan que si le segment est suffisamment long ; il faut $\ell > \ell_c$ avec

$$\ell_c \simeq \frac{Cte}{(F' - F_{IM}^\Psi)}, \text{ la constante est liée à l'énergie de faute d'empilement dans P'.$$

F' est la force obtenue en prenant la normale $\vec{n}'$ au plan P'.

Le temps moyen obtenu de recombinaison et glissement dévié est t_{GD}^Ψ avec :

$$t_{GD}^\Psi = \frac{Cte}{(F' - F_{IM}^\Psi) v_o |\vec{b}|} \exp \frac{\Delta S_{GD}}{k} \exp \frac{U_{GD}}{kT}$$

avec U_{GD} étant l'énergie d'activation de ce processus

$$U_{GD} \simeq \frac{\mu |\vec{b}|^2}{15} \text{ Log } \left[\frac{C}{|\vec{b}|} \right]^{1/2}$$

comme U_{GD} est positive on a $C > |\vec{b}|$

c) Temps de montée d'une dislocation

Si la contrainte τ est inférieure à $\frac{\mu}{10}$, la montée en bloc n'est pas possible.

L'activation thermique aide la montée progressive par le processus proposé par FRIEDEL : un cran doit être formé, il se propage le long de la ligne et provoque la montée.

Le mouvement d'une dislocation hors de son plan de glissement ne peut se faire sans déplacement de matière, création de lacunes ou d'interstitiels. Le sens de la force appliquée sur la dislocation dans P' impose la direction de montée. Selon que la montée provoque une augmentation ou une diminution de volume, des lacunes ou atomes interstitiels sont créés.

Le cran a pour longueur minimum $|\vec{b}|$, le déplacement minimum est $|\vec{b}| / \sin \gamma \sin \Psi$ où Ψ est l'angle du plan de montée P' avec le plan de glissement P.

La valeur du temps t_M^Ψ moyen nécessaire à la création et au déplacement minimum du cran sur la dislocation est en tenant compte que:

$$\frac{|\vec{b}|^2}{\sin \gamma \sin \Psi} = A'' = \text{aire d'activation du processus}$$

U_{FC} est l'énergie de formation du cran

U_{F1}, U_{d1} : énergie de formation et de déplacement d'une lacune

U_{Fi}, U_{di} : énergie de formation et de déplacement d'un interstitiel

F_S : force chimique de rappel

ΔS_M : variation d'entropie du cristal due à la montée (négligeable).

$$\frac{1}{t_M^\Psi} = v_o \exp - \frac{\Delta S_M}{k} \exp - \frac{U_{FC} + U_{Fi} + U_{di}}{kT} \\ \left(\exp \frac{(F' - F_{IM}^\Psi) |\vec{b}|^2}{kT(\sin \gamma \sin \psi)} - \exp - \frac{F_S}{kT} \frac{|\vec{b}|^2}{\sin \gamma \sin \psi} \right)$$

Les énergies de déplacement et de formation des défauts ponctuels pour les métaux (en eV) sont :

:	:	:	:
:	:	Lacunes	: Interstitiels :
:	:	:	:
:	$U_d + U_F$	2 à 2,5	: 4 à 5 :
:	:	:	:
:	U_d	0,8 à 1,2	: 0,05 à 0,25 :
:	:	:	:

soit pour Cu et Al :

:	:	:	:	:
:	:	U_{di}	U_{d1}	U_{F1}
:	:	:	:	:
:	Cu	~ 0,2	0,8	0,9
:	Al	:	0,35	0,8 à 1,2
:	:	:	:	:
:	:	:	:	:

d) Temps de création de la boucle de dislocation

FRANK et READ ont proposé un exemple de création des dislocations : un arc de dislocation de longueur ℓ , ancré à ses deux extrémités est flexible et possède une tension de ligne. Si l'on exerce une contrainte extérieure, la dislocation s'incurve et peut se développer en spirales et émettre des boucles de dislocations. Cette émission n'est limitée que par les contraintes exercées sur la source par les boucles émises.

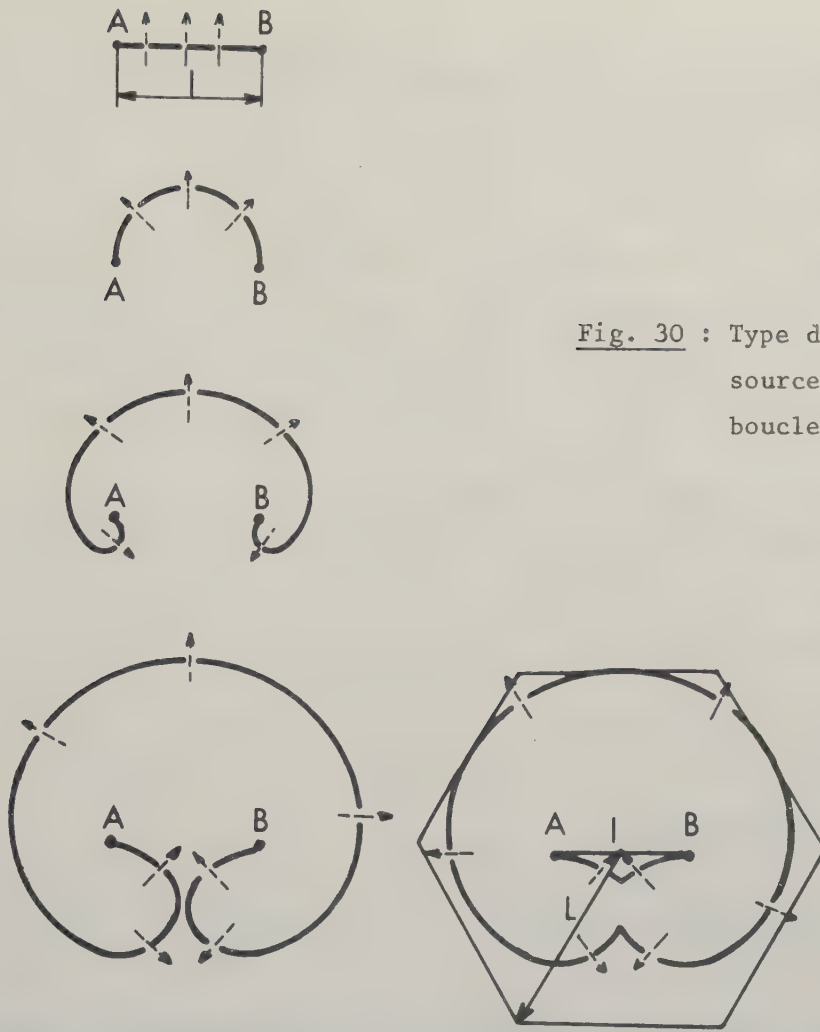


Fig. 30 : Type de dislocation source : émission de boucles.

πL^2 est l'aire balayée et $2\pi L$ est la longueur de la boucle créée.

Le temps nécessaire à la création de la boucle de longueur $2\pi L$ à partir du segment AB de longueur ℓ bloqué à ses extrémités peut-être évalué.

$$t_c \simeq \frac{3}{2} \pi \frac{W_o}{(F - F_{1G}) C_t} + \frac{1}{C_t} \sqrt{\frac{W_o \ell}{(F - F_{1G})}}$$

où $W_o \simeq \mu |\vec{b}|^2$ est l'énergie par unité de longueur d'une dislocation vis.

F_{1G} est le premier seuil de glissement

$C_t = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$ est la vitesse transversale des ondes élastiques

Le terme $\frac{1}{C_t} \sqrt{\frac{W_o \ell}{F - F_{1G}}}$ pour une dislocation courte est pratiquement négligeable.

si $\ell \simeq 10^{-3}$ à 10^{-4} cm et $(F - F_{1G}) \simeq 10^{-2} \mu |\vec{b}|$, $10^{-1} \mu |\vec{b}|$ on a pour l'aluminium $C_t \simeq 3.10^5$ cm/sec et $|\vec{b}| \simeq 3.10^{-8}$ cm, t_c vaut 10^{-9} à 10^{-11} sec.

Si la contrainte est supérieure au deuxième seuil F_{2G} et à $F_{1G} + \frac{2W_o}{\ell}$ (le terme

$\frac{2W_o}{\ell}$ est obtenu pour un rayon R de l'arc égal à $\frac{\ell}{2}$) l'équilibre n'est plus possible, le segment est susceptible d'être source. Il y a formation d'une boucle pendant le temps t_c auquel il faut ajouter le temps nécessaire au franchissement des différentes dislocations que la boucle a rencontrées.

Le segment peut-être source si $\ell_s > \frac{2W_o}{F-F_{1G}}$ soit pour $\ell_s > \frac{2W_o}{F_{2G}-F_{1G}}$

Si la contrainte est faible, la dislocation se met en arc de rayon R

$$R = \frac{W_o}{F-F_{1G}}$$

l'aire A balayée par l'arc est :

$$A \simeq R (R_1 \phi_o - \frac{\ell}{2} \cos \phi_o)$$

$$\phi_o = \arcsin \frac{\ell}{2R} \simeq \frac{\ell}{2R}$$

d'où

$$A \simeq \ell^3 \frac{F - F_{1G}}{16 W_o}$$

Le nombre de boucles émises par chaque source est lié au temps t_c de création de la boucle et au temps t_A de déplacement pour balayer l'aire $A = \pi L^2$

$$t_A = \Sigma \rho n' \pi L^2 \cdot t_{FD}$$

avec : $\rho n'$: densité par unité de surface de segments d'un système perçant P

t_{FD} : temps moyen de franchissement d'une dislocation

le signe Σ est étendu à tous les systèmes perçant P .

Pendant le temps dt , le nombre dP de boucles est donc :

$$dP = K.N. \frac{dt}{t_c + t_A}$$

où K représente la fraction des segments susceptibles d'être sources.

Sachant que pour être source, le segment doit avoir une longueur $\ell_s > 6\ell$ (ℓ étant la longueur moyenne de segments en nombre N par unité de masse), on a :

$$K \leq \exp - 6.$$

La boucle peut-être "bloquée" par les dislocations du système perçant P avec formation de crans. Le nombre de crans sur la boucle est : $K_c (\rho N', \ell')$.

La boucle se décompose en segments parallèles aux directions principales (par exemple 110).

Le parcours moyen d'un segment par glissement dévié ou montée est $K_{M,D}(N', \ell')$, cette valeur est une moyenne des plus courtes distances entre deux plans contenant des segments d'un même système.

Pour les systèmes de segments vis, le nombre de segments par unité de masse participant au glissement dévié dans le plan p' faisant l'angle Ψ avec P est :

$$dN'_{GD} = K_1 N \frac{dt}{t_{GD}^{\Psi}}$$

Le nombre de segments par unité de masse participant à la montée dans p' est :

$$dN'_M = K_1 N \frac{|\vec{b}|^2}{\ell L' \sin \gamma \sin \Psi \cdot t_M^{\Psi}}$$

Sachant que $\frac{\ell L' \sin \gamma \sin \Psi}{|\vec{b}|^2} t_M^{\Psi}$ représente le temps mis pour balayer l'aire $L'\ell$,

le segment qui parcourt L' est alors bloqué.

En cas d'application progressive de la contrainte, les auteurs montrent que K et K_1 sont des constantes.

Une partie des dislocations n'intervient plus dans le processus, elle présente la probabilité pour qu'un segment qui s'est déplacé de L rencontre une dislocation parallèle de vecteur de BURGERS opposé, ou pour que le segment participe à la formation d'un sous joint. Cette fraction est supposée constante.

C - CALCUL DE LA VITESSE DE DEFORMATION PLASTIQUE $\frac{d\epsilon_p}{dt}$ ET DE LA VARIATION DU TAUX DE SEGMENTS DE DISLOCATION dN_s POUR UN POLYCRISTAL

Dans le cas d'un polycristal (agrégat de monocristaux de formes quelconques et fortement désorientés les uns par rapport aux autres), il faut écrire en tous points de chaque cristal les équations du chapitre précédent en tenant compte aux joints de la continuité de la force normale et de la température. Le problème est complexe et certaines approximations doivent être effectuées. TAYLOR (12) BISHOP et HILL (13) ont relié l'accroissement de déformation plastique $d\epsilon_p$ dans un polycristal à la vitesse de glissement γ sur chaque mécanisme par :

$$d\epsilon_p = \frac{1}{m} \sum \gamma \quad (\text{étendue à tous les glissements des cristaux})$$

Le coefficient m permet de définir la cission sur le système de glissement à partir de la contrainte appliquée σ sur le polycristal :

$$\tau \sim \frac{\sigma}{m}$$

τ : cission réduite (force par unité de longueur de dislocation divisée par le module du vecteur de BURGERS).

m : coefficient purement géométrique lié aux symétries de la structure et caractérisant la distribution des cristaux dans le polycristal ; pour les C.F.C $m \simeq 3,06$.

La force sur la dislocation est :

$$F = |\vec{b}| \frac{\sigma}{m}$$

Si on appelle N_s le nombre par unité de masse de petits segments de dislocations de longueur ℓ dans le polycristal, nous supposons comme FRIEDEL (14) que la longueur moyenne des petits segments est proportionnelle à $(\rho N_s)^{-1/3}$ (où ρ est la masse spécifique) et qu'il en est de même de la plus courte distance moyenne d entre deux segments parallèles ou deux plans parallèles contenant des segments.

L'étude du monocristal nous conduit à poser pour le polycristal (en négligeant les forces de PEIERLS NABARRO et en supposant que les modules des vecteurs de BURGERS sont tous égaux) :

$$\tau_1 = \frac{\mu |\vec{b}|}{K_1 m} N_\ell^{1/2} = \frac{\mu |\vec{b}| (\rho N_s)^{1/3}}{K_1 m}$$

$$\text{et } \tau_2 = \frac{\mu |\vec{b}|}{K_2 m} N_\ell^{1/2} = \frac{\mu |\vec{b}| (\rho N_s)^{1/3}}{K_2 m}$$

où N_ℓ et N_s sont les densités de lignes de dislocations par unité de surface et le nombre équivalent de segments par unité de masse ; m est le coefficient défini précédemment ; K_1 et K_2 sont deux constantes caractérisant les conditions de recuit du métal.

Le premier seuil τ_1 , correspond à un léger déplacement d'une dislocation dans son plan ou hors de son plan. Dans ce déplacement inférieur à la distance moyenne entre les dislocations, la dislocation ne doit alors vaincre que les actions à distance de son propre système.

Le second seuil τ_2 , correspond à un déplacement important où la dislocation doit vaincre, en plus des actions de son propre système, les actions à distance et de contact des autres dislocations qu'elle rencontre.

Pour un métal cubique à faces centrées, un calcul supposant que la densité de dislocations est la même dans tous les systèmes donne :

$$K_1 \simeq 2,2 K_2$$

La contribution au glissement pour une densité N de dislocations par unité de volume balayant l'aire A est :

$$\Gamma = N.A. |\vec{b}|$$

En reprenant les hypothèses de ZARKA(15), les déplacements de dislocations provoquant un accroissement des déformations plastiques sont pendant le temps dt :

$$dt (\Sigma \gamma) = |\vec{b}| (\rho dP \pi L^2)$$

et

$$dt (\Sigma \gamma') = |\vec{b}| (\rho dp' L' \ell)$$

sommes étendues pour tous les systèmes.

γdt est le déplacement entre deux plans P distants de l'unité suivant la direction $\vec{b}$.

$\gamma' dt$ est le déplacement entre deux plans P' distants de l'unité suivant la direction $\vec{b}$. Les plans P' sont parallèles aux dislocations du système.

dP est le nombre de boucles (ou de lignes) de dislocations par unité de masse (les boucles se décomposent en segments de systèmes différents par leur orientation) créées par les sources.

Les boucles dP balayent une aire moyenne égale à πL^2 avant d'être bloquées sur les dislocations qui percent leur plan P . Parmi les segments bloqués à l'instant t , certains en nombre dp' par unité de masse peuvent se déplacer par glissement dévié ou par montée dans d'autres plans P' chacun sur une distance moyennant L' . Certains en nombre $g'd p'$ ont pu se disposer en sous joints ou s'annihiler avec d'autres segments parallèles et de vecteur de BURGERS opposé.

Les grandeurs (N_s , ℓ) caractérisant un système sont modifiées, chaque boucle créée se décompose en segments de longueur $S = sL$ et pendant le temps dt , on a :

$$dN = dP - \Sigma g' dp'$$

$$d(N_s \ell) = dP s L - \Sigma g' dp' \ell$$

$$d\ell = \frac{dP}{N_s} (s L - \ell)$$

Durant le temps dt , la variation de déformation plastique $d\epsilon_p$ et de taux de segments de dislocation dN_s est :

$$d\varepsilon_p = \frac{|\vec{b}|}{m} \left(\rho \frac{dP}{dt} \pi L^2 + \rho \frac{dp'}{dt} L' \ell \right)$$

$$dN_s = 2\pi \frac{L}{\ell} \frac{dP}{dt} - g' \frac{dp'}{dt}$$

nous supposons que les nombres dP et dp' sont de la forme :

$$dP = N_\ell^{3/2} \cdot T \cdot dt$$

$$dp' = N_\ell^{3/2} \cdot T' \cdot dt$$

où T et T' sont l'inverse du temps nécessaire pour qu'une dislocation se forme et balaye l'aire πL^2 et l'inverse du temps nécessaire pour qu'une dislocation se déplace par glissement dévié et parcourt dans le nouveau plan L' .

Pour la création de la dislocation, on a simultanément un épanouissement de la ligne ce qui demande le temps t_c , et un franchissement des obstacles ce qui demande le temps t_F .

Bien entendu ces temps sont fonction de la vitesse des dislocations, c'est-à-dire qu'ils dépendent des coefficients d'amortissement électroniques B_e , phonique B_p ...

De même pour le glissement dévié, on a à la fois une combinaison de la dislocation en une dislocation parfaite dans le plan initial, ce qui demande le temps t_G et le franchissement d'une distance critique dans le nouveau plan, ce qui demande le temps $t_{F'}$.

Les valeurs T et T' peuvent être prises égales à :

$$T = \frac{1}{t_c + t_F} \quad \text{et} \quad T' = \frac{1}{t_G + t_{F'}}$$

Les calculs de t_c , t_F , t_G et $t_{F'}$ ont été effectués précédemment.

En appelant Y la fonction échelon unité signifiant que : si $\tau < \tau_0 \rightarrow T = 0$, $\beta \tau < \tau_2 \rightarrow T' = 0$ (β est un coefficient définissant la contrainte moyenne appliquée sur le plan de glissement dévié), on peut calculer $d\varepsilon_p$ et dN_s .

D - INFLUENCE DE LA VISCOSITE η SUR LE COMPORTEMENT DES DISLOCATIONS. APPLICATION AU CALCUL DE LA DEFORMATION PLASTIQUE ε_p

Pour les contraintes σ supérieures au seuil σ_2 les dislocations franchissent les obstacles de la forêt de dislocations.

La vitesse de déplacement γ pour une densité N_s de segments de dislocations est reliée à la vitesse v du segment selon :

$$\gamma = N_{s,M} b v$$

Toute force F exercée sur la dislocation par application de la contrainte σ crée une cisssion τ dans le plan de glissement. Dans le cas d'un polycristal, on a :

$$F = |\vec{b}| \frac{\sigma}{m} = |\vec{b}| \tau$$

Le coefficient d'amortissement B (fonction de la viscosité η du milieu) relie la force F à la vitesse v acquise par la dislocation selon :

$$F = B v = \tau |\vec{b}|$$

Les temps principaux calculés au chapitre précédent (t_c , t_F ...) dépendent donc de η car ils font intervenir des déplacements de dislocations.

Pour des vitesses de déformation supérieures à 10^3 sec^{-1} l'amortissement visqueux est important et comme le taux de déformation plastique est fonction de γ suivant :

$$d\epsilon_p = \frac{1}{m} \Sigma \gamma \quad (\text{cas du polycristal})$$

il dépend donc de B (η).

Le coefficient B varie suivant le type de dislocation ; on appellera B_v et B_c respectivement les coefficients d'amortissement d'une dislocation vis et d'une dislocation coin.

La viscosité η est fonction de la température et dépend du comportement électronique et phonique du milieu. Nous montrerons l'importance de η_e et de η_p pour certains domaines de température et nous chercherons à expliquer les courbes expérimentales de déformation de polycristaux de cuivre et d'aluminium avec la température. Calculons les coefficients B_v et B_c pour des dislocations vis et coin :

1) Calcul de B_v

La relation entre la contrainte de cisaillement appliquée T_{12} , la déformation de cisaillement S_{12} et la vitesse de déformation $\dot{S}_{12}$ peut se mettre sous la forme :

$$T_{12} = \mu_0 S_{12} + \eta \dot{S}_{12}$$

sachant que $\mu = \mu_0 + j \omega \eta$

La perte d'énergie par élément de volume est :

$$(T_{12} \dot{S}_{12}) dx dy dz = (\mu_0 S_{12} \dot{S}_{12} + \eta \dot{S}_{12}^2) dx dy dz$$

dans le cas d'une dislocation vis on prend un système de coordonnées cylindriques

et la déformation de cisaillement en un point distant de r du coeur de la dislocation vaut :

$$S_{\theta z} = \frac{b}{2\pi r}$$

où $\vec{b}$ est le vecteur de BURGERS de la dislocation. Si l'on considère un point fixe dans l'espace, la variation de la déformation de cisaillement pour une dislocation se déplaçant à la vitesse v est :

$$\Delta S_{\theta z} = \frac{b}{2\pi} \left(\frac{1}{r_2} - \frac{1}{r_1} \right)$$

$$\begin{aligned} \text{où } r_2 &= [r_1^2 + (v \Delta\tau)^2 - 2r_1 (v \Delta\tau) \cos \theta]^{1/2} \\ &= r_1 \left(1 - \frac{v \Delta\tau}{r_1} \cos \theta \right) \end{aligned}$$

θ est l'angle formé par le vecteur passant par le centre de la dislocation au point considéré et la direction du mouvement de la dislocation.

$v \Delta\tau$ est l'espace parcouru par la dislocation pendant le temps $\Delta\tau$. La variation de la déformation de cisaillement s'en déduit :

$$\frac{\Delta S_{\theta z}}{\Delta\tau} = \dot{S}_{\theta z} = \frac{b}{2\pi} \frac{v \cos \theta}{r_1^2}$$

La perte totale d'énergie pour la dislocation se déplaçant à la vitesse v est donc :

$$W_v = \frac{b^2}{4\pi^2} \int_{a_0}^{\infty} dr \int_0^{2\pi} \left[\mu_0 v \left(\frac{\cos \theta}{r^3} + \eta v^2 \frac{\cos \theta}{r^4} \right) \right] r d\theta$$

a_0 est le rayon du coeur de la dislocation

soit :

$$W_v = \frac{b^2 v^2}{8\pi a_0^2} \eta$$

La valeur du rayon du coeur de la dislocation est discutée (16), on prend en général :

$$a_0 = \frac{\sqrt{2} b^2}{8\pi^2 \gamma}$$

où γ est un terme d'énergie par unité de surface.

Une valeur raisonnable de γ est $\gamma = 1\,000 \text{ ergs/cm}^2$ ce qui correspond à $a_0 \approx \frac{b}{6}$

soit pour une dislocation vis :

$$W = \frac{36 \eta v^2}{8\pi} = 1,43 \eta v^2$$

On peut calculer B_v sachant que

$$F_v = \tau b v = W = v^2 B_v = \frac{b^2 v^2 \eta}{8\pi a_o^2}$$

$$B_v = \frac{b^2 \eta}{8\pi a_{ov}^2}$$

soit $B_v \approx 1,43 \eta$ pour $a_o = \frac{b}{6}$

2) Calcul de B_c

Un calcul analogue au précédent permet de déterminer la valeur de la viscosité B_c attribuée à une dislocation coin.

Le coeur de la dislocation coin a un rayon :

$$a_{oc} = a_{ov} (1 - \nu)$$

où ν est le coefficient de Poisson.

$$B_c = \frac{3}{4} \left(\frac{b^2 \eta}{8\pi(1-\nu)^2 a_{ov}^2} \right) + \frac{1}{72\pi} \left(\frac{b^2 \mu^2 \chi}{k^2 (1-\nu)^2 a_{ov}^2} \right)$$

λ et μ sont les coefficients de LAME

$$k = \lambda + \frac{2}{3} \mu$$

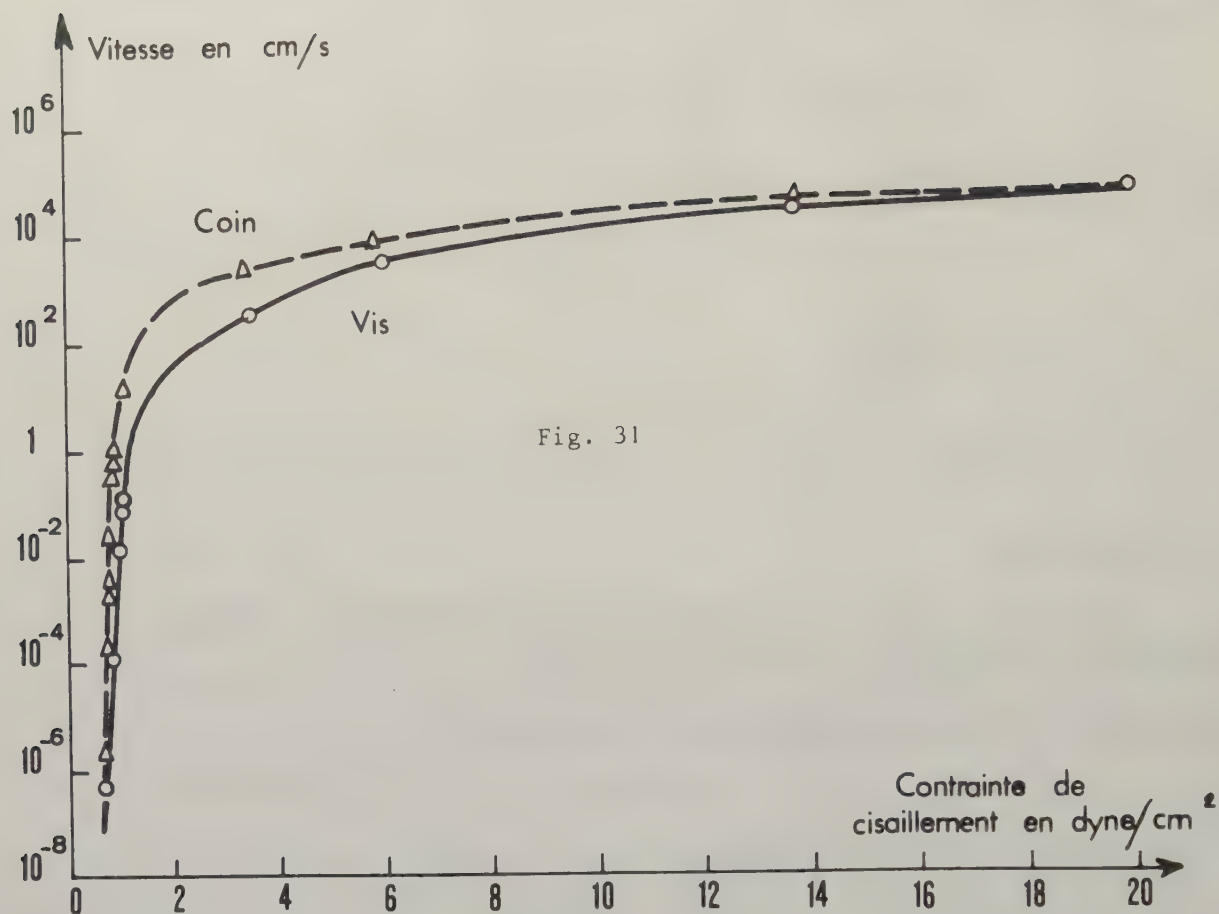
χ est le coefficient de viscosité en compression

$$B_c \approx \frac{3}{4} \frac{b^2 \eta}{8\pi(1-\nu)^2 a_{ov}^2}$$

les valeurs de B_v et B_c dépendent donc de la détermination de η et a_o .

La vitesse v dépend de la contrainte σ et aux fortes contraintes, cette vitesse tend vers une valeur limite fonction de B .

JOHNSTON et GILMAN (17) ont pu mesurer à l'ambiante la vitesse de la dislocation en fonction de la contrainte appliquée par déplacement des figures de corrosion (voir Fig. 31) sur le fluorure de lithium.



Ces courbes montrent une variation linéaire du logarithme de la vitesse avec la contrainte appliquée jusqu'à un seuil se situant aux environs de $8 \cdot 10^8$ dynes/cm². Au-dessus de ce seuil, la vitesse est proche d'une constante. Dans le cas des métaux, peu de mesures ont été effectuées.

Nous avons calculé les termes d'amortissement B_c et B_v fonction de η pour les différentes dislocations. La viscosité η dépend des interactions entre les ondes de cisaillement et les particules telles que les électrons, les phonons...

Nous allons successivement expliciter les termes η_p (viscosité due aux phonons), η_D (diffusion des phonons), η_e (viscosité due aux électrons).

3) Viscosité due aux phonons

Une onde de cisaillement se propageant dans un métal subit une atténuation due à un mécanisme thermique appelé viscosité des phonons.

Le moment M et l'énergie E des phonons transportant l'énergie thermique du corps sont :

$$M = \frac{\hbar \omega}{V} \quad \text{et} \quad E = \frac{\hbar}{\omega}$$

où V est la vitesse de l'onde associée au mode de transport.

Les phonons agissent comme un agent d'atténuation sur les ondes de cisaillement et produisent un amortissement du mouvement des dislocations. On peut comme dans les milieux optiques d'indice complexe n affecter au module de cisaillement élastique μ_0 un terme imaginaire relié à la viscosité η du milieu.

$$\mu = \mu_0 + j \left(\frac{\omega E_0 \tau}{3} \right) = \mu_0 + j \omega \eta$$

où η est la viscosité d'un gaz de phonons.

E_0 est l'énergie thermique totale somme des énergies des modes possibles de vibration du métal.

τ est le temps de relaxation entre les phonons chauds et froids

Pour un corps solide de volume V_0 , si V_t et V_l sont les vitesses transversales et longitudinales du son, le nombre total de vibrations dans un intervalle de fréquence df est donné par :

$$Z(f) = 4\pi V_0 \left[\frac{2}{V_t^3} + \frac{1}{V_l^3} \right] f^2 df$$

la fréquence limite de DEBYE f_d commune aux deux modes est :

$$f_d^3 = \frac{9N}{4\pi V_0} \left[\frac{2}{V_t^3} + \frac{1}{V_l^3} \right]$$

où N est le nombre total de fréquences égal au nombre de particules dans le volume. Chaque vibration a une énergie associée à cette fréquence égale à :

$$\frac{\hbar \omega}{e^{\hbar \omega / kT} - 1}$$

La sommation de ces énergies permet d'obtenir E_0 .

Les formes des spectres sont complexes et l'obtention de la vitesse moyenne $\bar{V}$ de DEBYE associée aux divers modes est difficile.

Le temps de relaxation τ est relié à la conductivité thermique K et à la chaleur spécifique C_v par :

$$\tau = \frac{\bar{l}}{\bar{V}} \quad \text{avec} \quad \bar{l} = \frac{3K}{C_v \bar{V}}$$

où $\bar{l}$ est le libre parcours moyen des phonons

$$\text{soit } \tau = \frac{3K}{C_v \bar{V}^2}$$

d'où

$$\eta = \frac{E_o \tau}{3} = \frac{E_o}{C_v} \frac{K}{\bar{v}^2}$$

On peut de même calculer η en tenant compte du nombre N de phonons et de leur moment

$$\eta = \frac{N M \bar{\ell}}{3} = \frac{N \hbar \omega K}{C_v \bar{v}^2} = \frac{E_o K}{C_v \bar{v}^2}$$

sachant que $N \hbar \omega = E_o$.

Pour un métal, la conductivité thermique est surtout due aux électrons et par conséquent, la viscosité due aux phonons est beaucoup plus faible que pour le quartz ou pour les semi conducteurs tel que germanium.

Pour un métal, la viscosité phonique est connue :

$$\eta = \frac{E_o K_p}{C_{vp} \bar{v}^2}$$

où K_p et C_{vp} sont respectivement la conductivité thermique et la chaleur spécifique dues aux phonons.

Pratiquement, la chaleur spécifique due aux électrons est de la forme :

$$C_{ve} = \beta \tau$$

où β dépend du métal ($\beta_{Al} = 3,3 \times 10^{-4}$ cal par mole par degré Kelvin et $\beta_{Cu} = 1,78 \times 10^{-4}$ cal par mole).

Le rapport entre la conductivité thermique due aux électrons et celle due aux phonons est :

$$\frac{K_e}{K_p} = \frac{C_e \bar{c} \bar{\ell}_e}{C_p \bar{v} \bar{\ell}_p}$$

ou

$$\frac{K_e}{K_p} = \frac{C_{ve} \bar{c} \tau_{ep}}{C_{vp} \bar{v}^2 \tau_{pe}}$$

$\bar{c}$ est la vitesse de FERMÍ des électrons τ_{ep} , leur temps de relaxation (interaction électron-phonon) τ_{pe} est le temps de relaxation phonon-électron.

La vitesse de FERMÍ des électrons est donnée en fonction de leur nombre N par cm^3 et de leur masse m par :

$$\bar{c} = \frac{(3\pi^2 N)^{1/3} \hbar}{m}$$

Dans le rapport $\frac{K_e}{K_P}$ interviennent les temps de relaxation τ_{eP} et τ_{Pe} ; d'après KITTEL (18) on peut pour un métal de bonne pureté donner aux rapports de ces temps la valeur de :

$$\frac{\tau_{eP}}{\tau_{Pe}} \approx 10^{-2}$$

La chaleur spécifique électronique C_e pour l'aluminium est $1,46 \times 10^3 \cdot T$ ergs/cm³ par °K, $\bar{c} = 1,43 \times 10^8$ cm/s, la vitesse moyenne de DEBYE vaut $\bar{V} = 3,7 \times 10^5$ cm/s (ANDERSON (19)). En remplaçant K_P dans la formule donnant la viscosité η on obtient :

$$\eta = \frac{E_o K_P}{C_{vP} \bar{V}^2} = \frac{E_o}{C_{vP} \bar{V}^2} \times \frac{K_e C_{vP} \bar{V}^2 \tau_{Pe}}{C_{ve} \bar{c}^2 \tau_{eP}}$$

soit

$$\eta = \frac{E_o K_e \tau_{Pe}}{\beta T \bar{c}^2 \tau_{eP}}$$

ou

$$\eta = Cte \frac{E_o K_e}{\bar{c}^2 T}$$

pour l'aluminium $\frac{E_o}{T} = 3,62$ cal par mole

$$K_e = 2,22 \cdot 10 \text{ ergs cm}^2/\text{cm}/^\circ\text{K}$$

$$\bar{c} = 1,4 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$$

pour le cuivre $\frac{E_o}{T} = 3,94$ cal par mole

$$K_e = 3,93 \cdot 10^7 \text{ ergs cm}^2/\text{cm}/^\circ\text{K}$$

$$\bar{c} = 1,58 \cdot 10^8 \text{ cm/s}$$

Nous tracerons la courbe représentative du terme d'amortissement B_p dû aux phonons après calcul de $\eta(T)$ pour le cuivre et l'aluminium et la comparerons à celle de la déformation du métal en fonction de la température à même contrainte dynamique au chapitre 5.

4) Diffusion des phonons

Il existe une seconde cause d'amortissement des dislocations reliée au phénomène de diffusion des phonons, due au mouvement des dislocations dans le

milieu. D'après LIEBFRIED (20) le terme d'amortissement de diffusion B_D est de la forme :

$$B_D = \frac{a E_0}{10V_s}$$

où a est le paramètre du réseau, E_0 l'énergie thermique, V_s la vitesse des ondes de cisaillement.

$$\begin{aligned} \text{Pour l'aluminium } a &= 4,05 \cdot 10^{-8} \text{ cm, } V_s = 3,03 \cdot 10^5 \text{ cm/s,} \\ E_{0_{300^\circ\text{K}}} &= 44,25 \cdot 10^8 \text{ ergs/cm}^3. \end{aligned}$$

Les valeurs de B_D en fonction de la température sont calculées au chapitre 5. B_D est généralement faible devant B_P ; pour l'aluminium à l'ambiante on a :

$$\frac{B_D}{B_P}_{300^\circ\text{K}} \approx 4,5 \cdot 10^{-2}$$

5) Viscosité due aux électrons

Aux très basses températures, les électrons créent une viscosité η_e analogue à celle due aux phonons. PIPPARD (21), MASON (22) et MORSE (23) ont montré que les champs électrique et magnétique produits par une onde de contrainte dans un métal obligent les électrons à se déplacer de manière à maintenir un courant neutre. Les électrons acquièrent une vitesse égale à celle des particules associées aux ondes acoustiques. Il se crée une viscosité électronique qui atténue les ondes longitudinales et de cisaillement. Ces auteurs ont calculé le coefficient de viscosité η_e attribué au gaz d'électrons, il est de la forme :

$$\eta_c = 9 \cdot 10^{11} h^2 (3\pi^2 N)^{2/3} / 5e^2 \rho$$

N est le nombre d'électrons par cm^3

ρ représente la résistivité électrique du milieu en $\Omega \text{ cm}$

e est la charge de l'électron.

Cette équation convient au modèle théorique d'une surface de FERMI sphérique pour trois électrons libres.

On admet en général que le coeur a_0 de la dislocation a un rayon de 10^{-7} cm , ce qui donne un coefficient d'amortissement électronique B_e égal à :

$$B_e = 3,25 \cdot 10^{-3} \eta_e$$

CHAPITRE 4

RESULTATS EXPERIMENTAUX OBTENUS SUR MONOCRISTAUX

—————

A) ANISOTROPIE DE LA DEFORMATION

DIRECTION PREFERENTIELLE D'ÉCOULEMENT DU METAL

La déformation n'est pas une propriété physique, mais la réponse du cristal à un phénomène d'influence (contrainte dynamique dans notre cas). Les déformations sont influencées d'une part, par l'intensité et l'orientation de la contrainte, et, d'autre part, par les propriétés physique et la symétrie du cristal.

Le tenseur de déformation comme le tenseur de contrainte ne possède donc pas nécessairement la symétrie du cristal ; à moins que la contrainte elle-même ne possède la symétrie du cristal ou une symétrie supérieure.

Nous admettons que l'application d'un champ magnétique B_z , parallèle à l'axe d'anneaux ou de disques plan métalliques, crée dans l'épaisseur de peau une répartition de contraintes macroscopiques radiales uniformément réparties. Le phénomène d'influence obtenu a la symétrie la plus élevée dans le cas de plaquettes circulaires bi-dimensionnelles monocristallines d'axes parallèles à B_z .

Comme la déformation plastique est liée au mouvement des dislocations, nous avons mesuré la répartition radiale des déformations $\epsilon_{(100)}$, $\epsilon_{(110)}$ et $\epsilon_{(111)}$ de cristaux plans (100), (110) et (111) afin de mettre en évidence le mécanisme régissant l'écoulement visqueux.

Nous avons soumis ces monocristaux à des contraintes dynamiques variables en fonction de la température.

La géométrie du système CFC est suffisamment connue pour que nous puissions nous contenter de donner ici des indications sommaires.

Les plans de glissement sont (111), les vecteurs de BURGERS ont tous la même longueur $b = \frac{a\sqrt{2}}{2}$ qui correspond à la plus petite distance interatomique possible. Il y a dans chaque plan 3 couples de vecteurs de BURGERS opposés 2 à 2

faisant entre eux des angles de 120° . Les directions de glissement sont de type $[110]$. Les cristaux soumis à des impulsions axiales dénotent une forte anisotropie macroscopique de déformation en liaison avec les directions proches des directions cristallographiques principales.

Notre étude se compose de trois parties :

- 1) Déformations $\epsilon_{(100)}$, $\epsilon_{(110)}$, $\epsilon_{(111)}$ effectuées à $T = 293^\circ\text{K}$ pour des impulsions variables.
- 2) Valeur de la déformation pour diverses contraintes dynamiques
- 3) Variations de ϵ à isocontraintes (47 000 gauss) pour T variable.

Les cristaux de Cu et d'Al sont sous forme d'anneaux ou de disques plans de diamètre extérieur $\phi_{\text{ext}} = 20$ mm, d'épaisseur 5/10ème de mm et pour l'anneau $\phi_{\text{int}} = 14$ mm.

- 1) Déformations $\epsilon_{(100)}$, $\epsilon_{(110)}$ et $\epsilon_{(111)}$ ($T = 293^\circ\text{K}$)

a) Cas du cristal (110) :

Le cristal possède une seule direction $[110]$. Le cristal sollicité dénote une forte anisotropie de déformation, déformation de symétrie binaire. Les Fig. 32 et 33 montrent un écoulement préférentiel suivant $[110]$ visible par l'augmentation de la largeur de l'anneau dans cette direction.

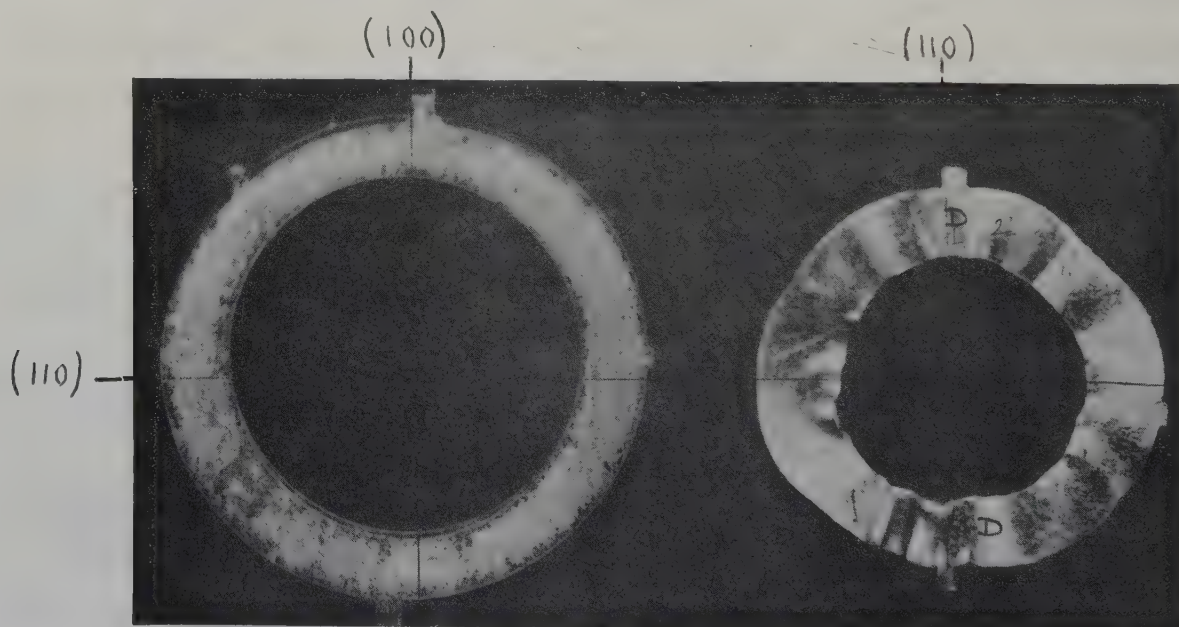


Fig. 32 : Cristal (110) soumis à une impulsion de 47 000 gauss à $T = 293^\circ\text{K}$.
Noter la déformation de symétrie binaire

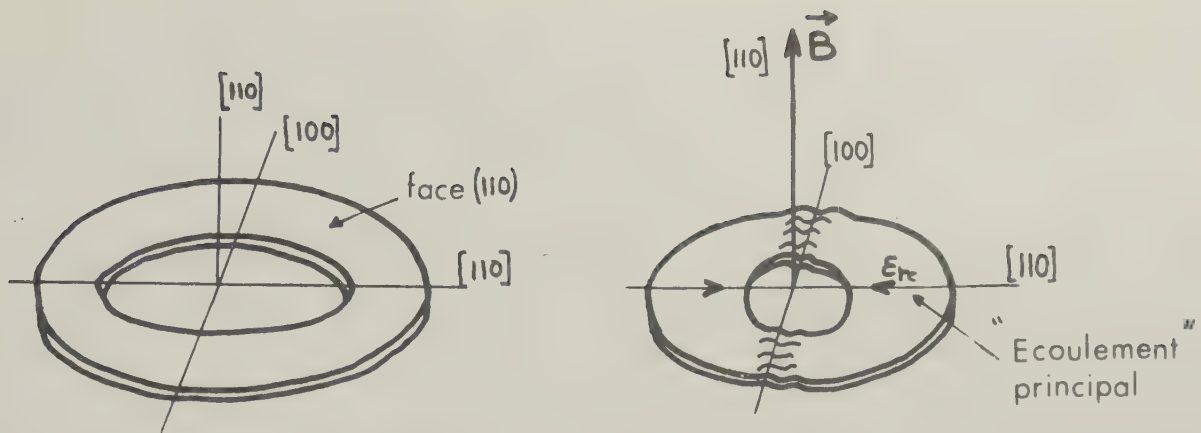


Fig. 33 : Déformation anisotrope d'un cristal $[110] // \vec{B}$

En D, à quelques degrés de $[100]$ l'anneau est plissé suivant deux ondulations très caractéristiques, particularité que nous retrouvons sur de nombreux autres cristaux.

La variation du diamètre moyen de l'anneau est directement proportionnelle à l'impulsion. L'élargissement maximum lié à la température de l'essai peut atteindre jusqu'à 60 % pour des impulsions de puissance maximum de 6KJ. On retrouve le même type de déformation sur les disques plans d'Al (110) avec toujours ces deux ondulations de direction proche de $[100]$ (voir Fig. 34).

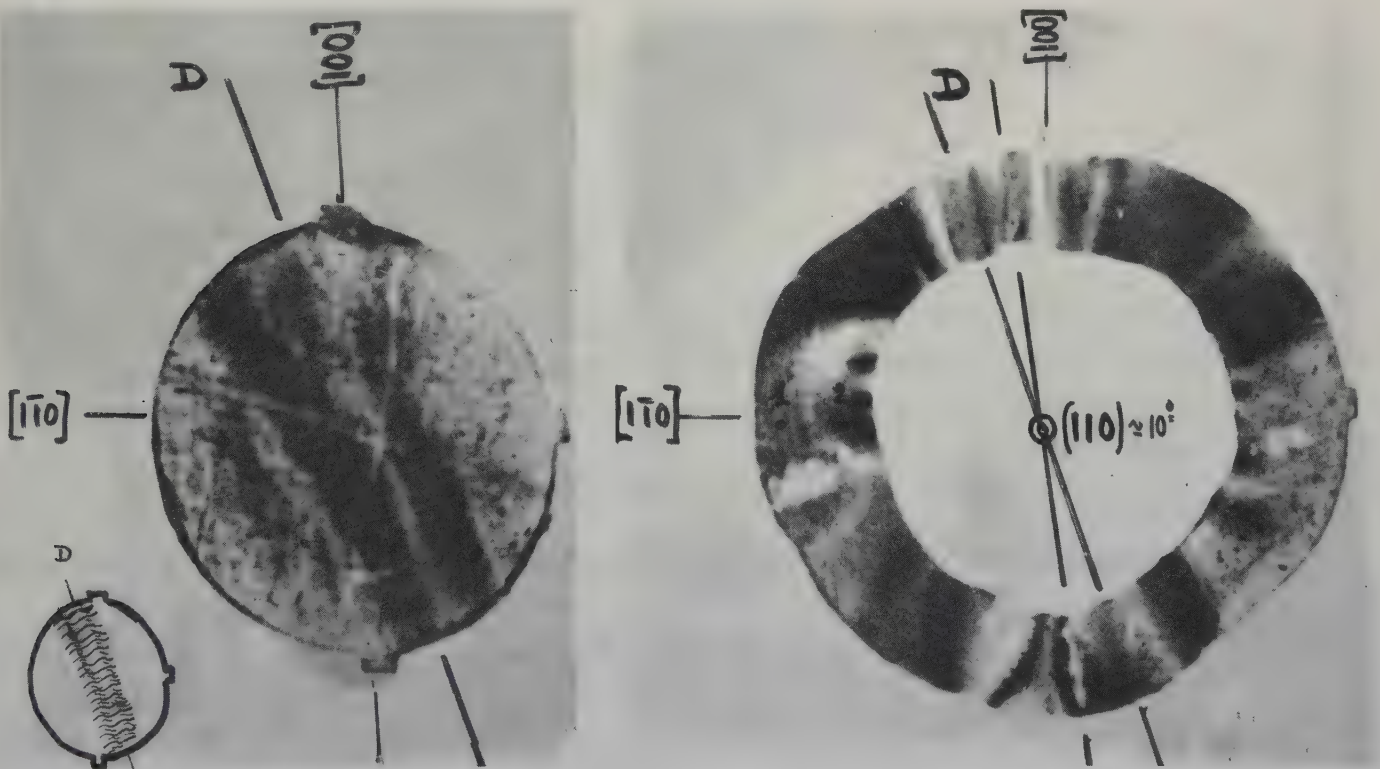


Fig. 34 Cristaux (110) d'Al soumis à un champ axial de 47 000 gauss ($T = 293^\circ K$)

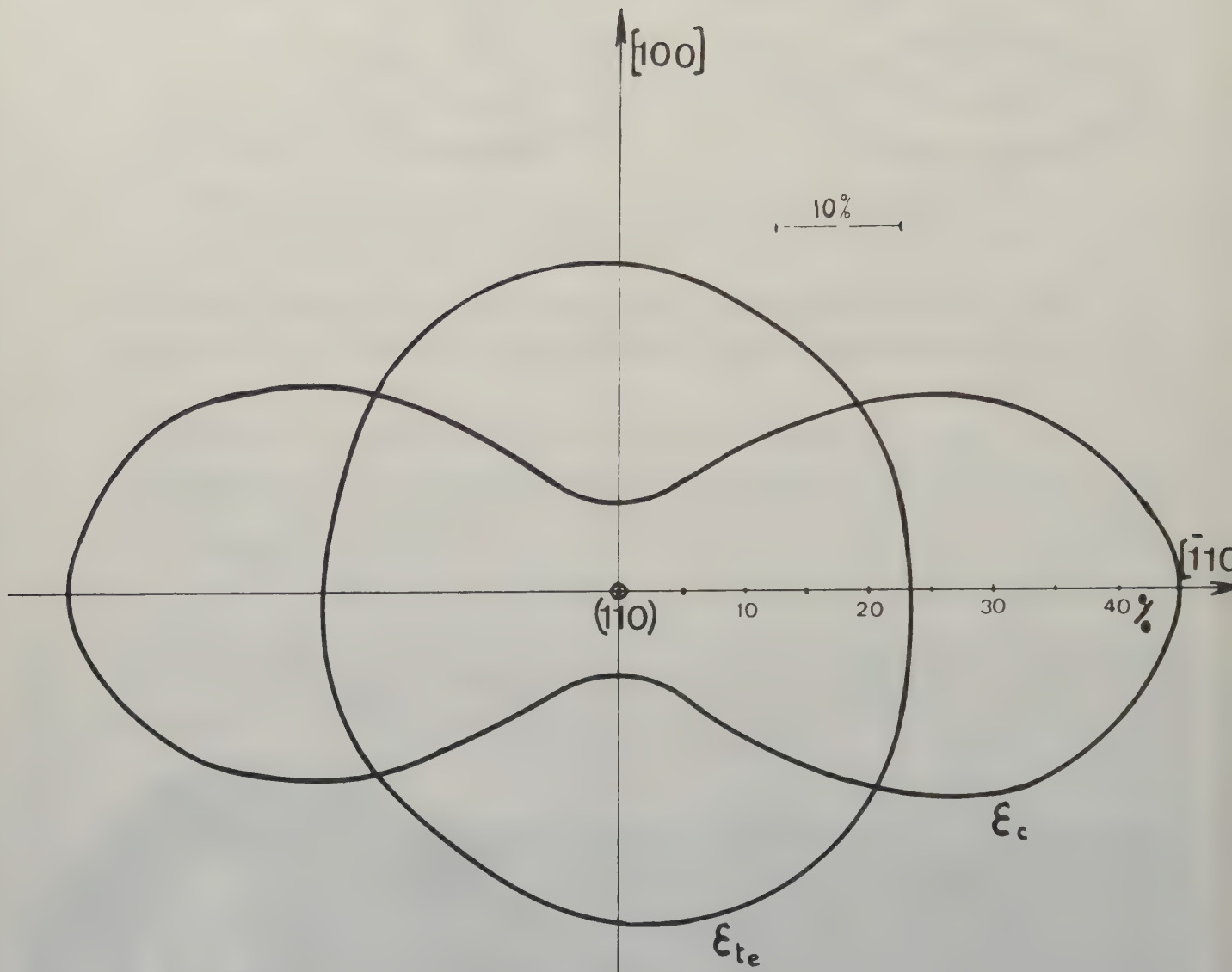
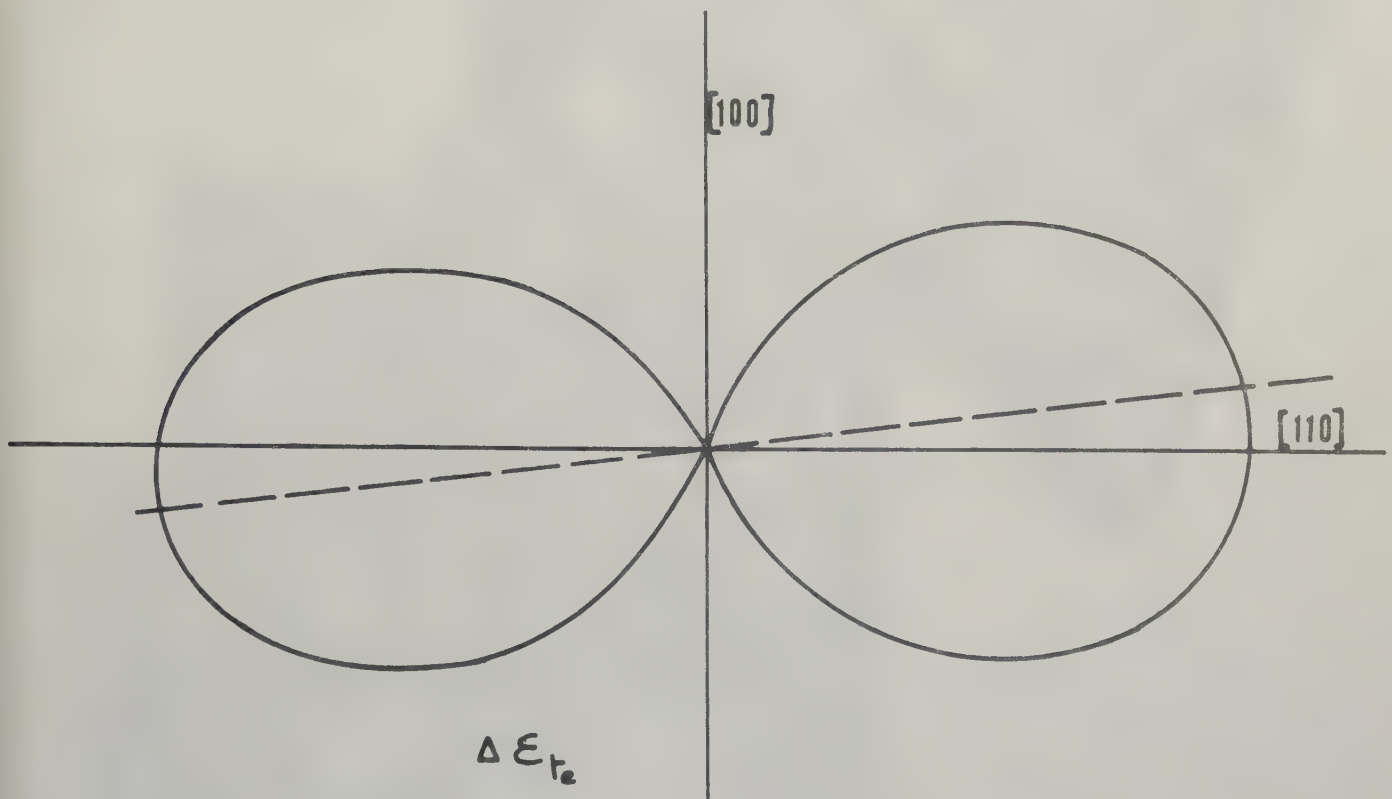


Fig: 35 Courbes expérimentales de la déformation d'un cristal d'aluminium (110) soumis à $4,7 \text{ Wt} \cdot \text{m}^{-2}$

$T = 293^\circ \text{K}$

La déformation ϵ est composée de deux termes : une déformation de compression ϵ_c lié à la diminution du diamètre moyen de l'anneau et une déformation de traction pure ϵ_{te} liée à "l'écoulement" du matériau, c'est-à-dire à la variation de largeur de l'anneau.

Les mesures de ϵ_{te} et ϵ_c pour les cristaux (110) d'Al sont données Fig.35



La figure ci-dessus montre la variation de la déformation $\Delta \epsilon_{te}$ ramenée à $\epsilon_{[100]}$. Le léger décalage de quelques degrés de $\Delta \epsilon$ par rapport aux directions cristallographiques est sans doute lié à une répartition non parfaitement isotrope du taux N_0 de dislocations initiales et qui pourrait être due à la préparation de nos cristaux.

Des lames minces, effectuées dans les zones d'écoulement important $[110]$ montrent une répartition des dislocations en blocs lamellaires parallèles. Les dislocations "glissent" suivant $[110]$ pour se mettre en parois parallèles de direction $[112]$ (Fig. 36).

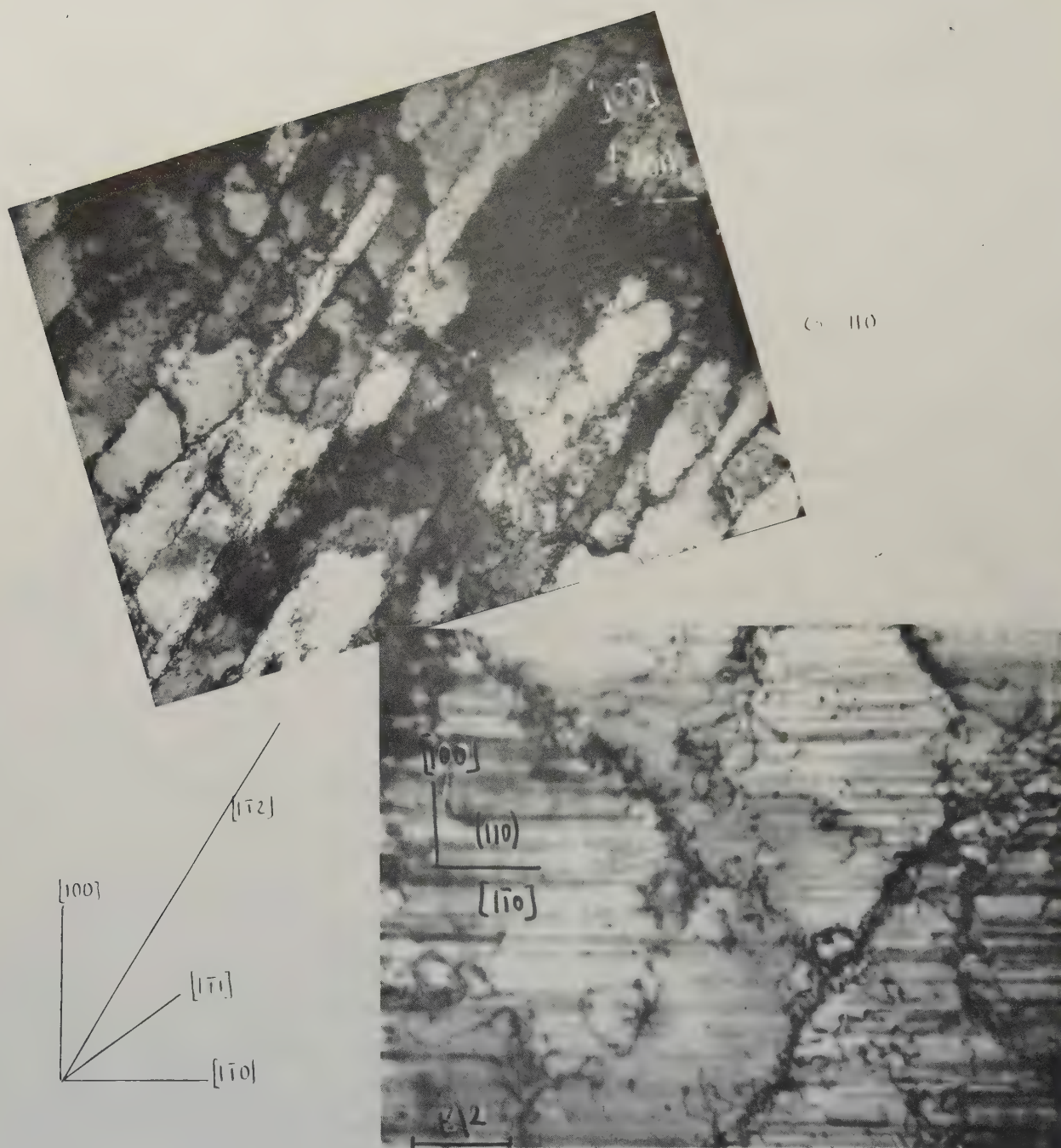


Fig. 36 : Micrographies électroniques d'un cristal (110) d'Al, sollicité à 47 000 gauss ($T = 293^\circ\text{K}$) dans la zone d'écoulement maximum $[110]$. Noter la présence de blocs lamellaires $[112]$ et le mouvement des dislocations

b) Cas du cristal (100)

La symétrie de ce cristal est quaternaire et il possède deux directions $[110]$.

Comme pour les cristaux (110) des "doubles ondulations" se forment à quelques degrés des directions (100) avec un "écoulement" maximum suivant $[110]$.

La Fig. 37 montre la déformation de symétrie quaternaire d'un cristal de Cu (100) soumis à un champ magnétique pulsé de 47 000 gauss à $T = 5^\circ\text{K}$.

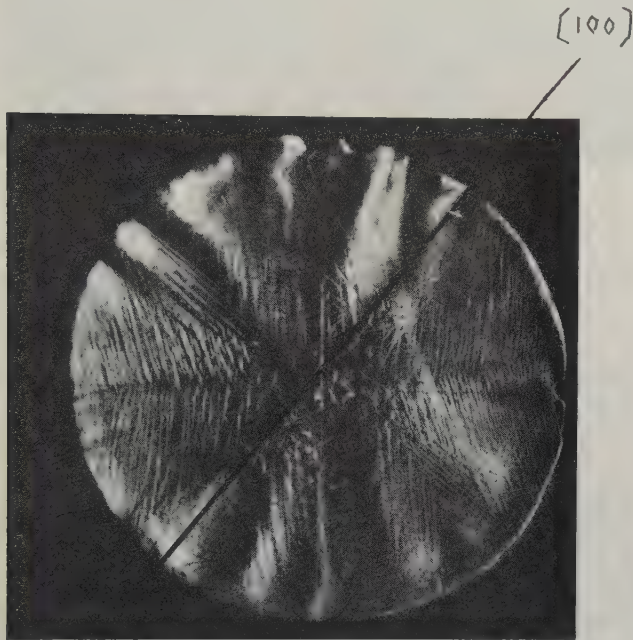


Fig. 37 : Cu (100) sollicité
à 47 000 gauss
 $T = 5^\circ\text{K}$

Les mesures de ϵ_{te} et ϵ_c effectuées sur des anneaux monocristallins (100) d'Al, déformés sous 47 000 gauss à l'ambiante, sont données Fig. 38.

On retrouve la symétrie quaternaire avec un maximum de déformation de ϵ_t dans les directions de type $[110]$ avec $\epsilon_{te}[110] \approx 4 \epsilon_{te}[100]$.

La forme de ϵ_c est moins caractéristique car les symétries ne sont plus respectées, on verra qu'il en est de même aux fortes impulsions notamment pour les cristaux (111).

Des lames minces effectuées sur ce cristal ($G = (100)$) mettent en évidence les deux directions $[110]$ de glissement des dislocations (Fig. 39).

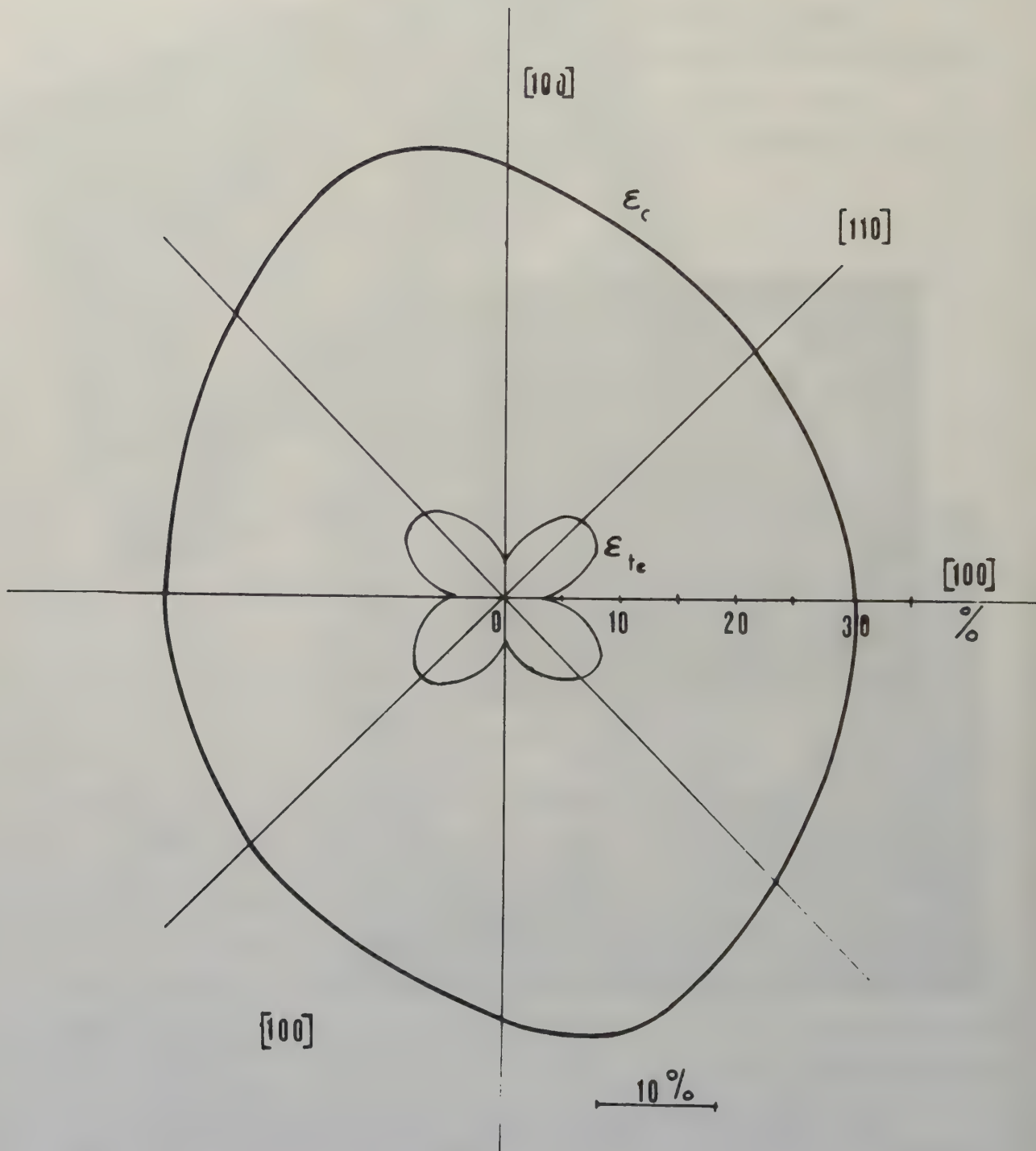


Fig. 38 : Courbes expérimentales de la déformation d'un cristal d'aluminium (100) déformé à $4,7 \text{ Wb m}^{-2}$
 $T = 293^\circ\text{K}$

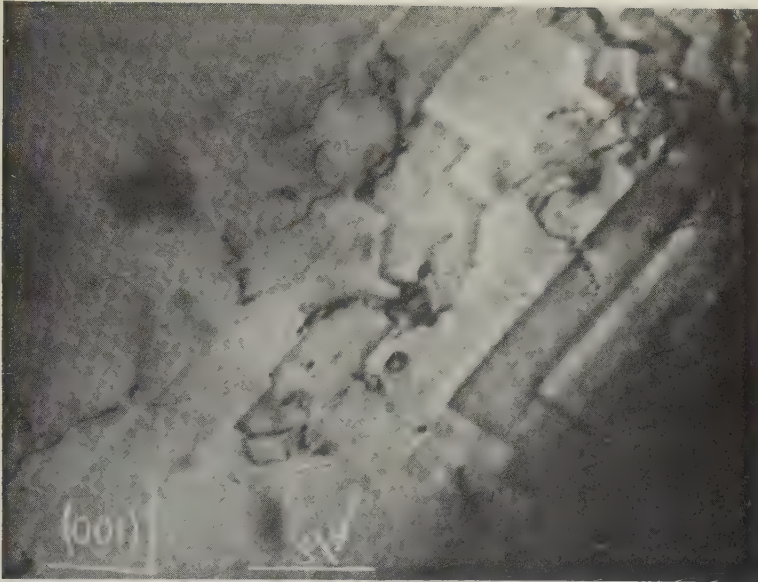


Fig. 39 : Micrographie électronique d'un cristal (100) d'Al sollicité à 27 000 gauss pour $T = 78^{\circ}\text{K}$

c) Cristal (111)

Dans le plan (111) la symétrie de la déformation ϵ_{te} est ternaire avec toujours un "écoulement" principal suivant les directions de type $[110]$ (voir Fig. 40 et 41).

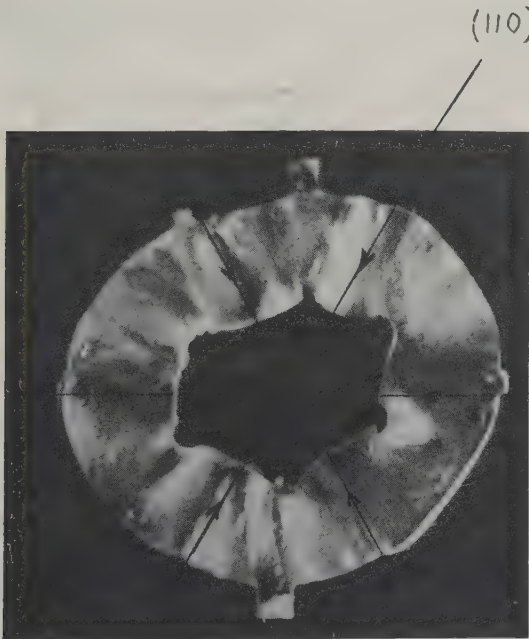


Fig. 40 : Cristal (111) d'Al sollicité à 47 000 gauss ($T = 293^{\circ}\text{K}$)
Noter la symétrie ternaire de la déformation avec les maximums suivant $[110]$

$\epsilon_{te\text{mini}}$ est pour les directions de type $[112]$ et on note

$$\epsilon_{te[110]} \approx 3 \epsilon_{te[112]}.$$

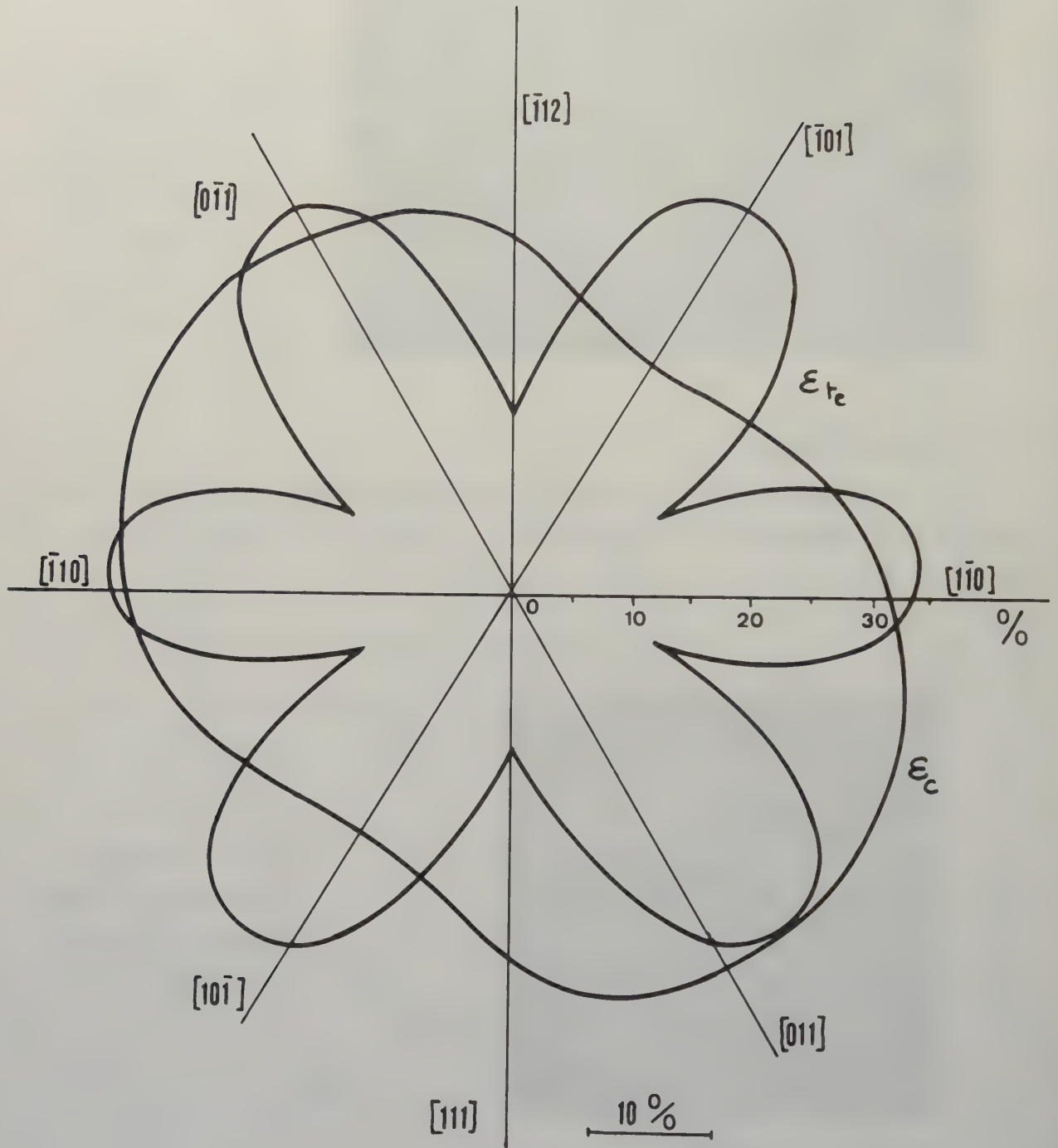


Fig. 41 : Courbes expérimentales de la déformation d'un cristal (111)
d'aluminium déformé à $4,7 \text{ Wb m}^{-2}$
 $T = 293^\circ\text{K}$

2) Etude de la déformation viscoplastique anisotrope ϵ pour diverses contraintes dynamiques

La déformation peut atteindre jusqu'à 50 % pour des sollicitation de 47 000 gauss (contrainte maximum correspondante : 99 kg cm^{-2}). Nous avons cherché la loi de variation de la déformation pour diverses sollicitations. Dans ce but, des monocristaux (111) d'Aluminium ont été déformés respectivement à 30.000, 36.000, 47.000 et 56.500 gauss, cette dernière valeur correspondant au maximum des champs créés dans le concentrateur (puissance correspondante 6 KJ).

Les mesures de ϵ_{te} et ϵ_c sont données Fig. 42 et 43.

En reportant en abscisse la contrainte et en ordonnée les déformations ϵ_{te} et ϵ_c pour diverses directions, nous avons obtenu les courbes de la Fig. 44. Les déformations sont proportionnelles aux contraintes :

$$\epsilon_{te} = K_{i,T} (\sigma - \sigma_0)$$

$$\epsilon_c = K_T (\sigma - \sigma_0)$$

K_{iT} étant une constante dépendant de la direction cristallographique et de la température.

Pour nos cristaux à $T = 293^\circ\text{K}$, on a dans le plan (111) :

$$\epsilon_{te, [110]} = 0,414 (\sigma - 13)$$

$$\epsilon_{te, [211]} = 0,165 (\sigma - 13)$$

et

$$\epsilon_c \approx 0,375 (\sigma - 13)$$

avec σ en kg cm^{-2} et ϵ en pour cent

L'étude comparative des déformations ϵ_{te} pour les cristaux (100), (110) et (111) est donnée Fig. 45 et la somme de 0 à $\frac{\pi}{2}$ par les courbes Fig. 46. On remarque que la déformation est maximum pour les plans (111) ce qui semble normal étant donné que ces plans contiennent 6 directions $[110]$ de glissement, mais nous avons une déformation dans (110) supérieure à celle de (100) alors que le plan (110) n'a que deux directions $[110]$ tandis que le plan (100) en a quatre. Par contre toutes les déformations sont principales suivant $[110]$ pour ces trois cristaux et le mécanisme semble être lié au mouvement des dislocations dans ces directions.

Nous avons vu que la déformation est proportionnelle à la contrainte, contrainte radiale dans le plan annulaire des cristaux. Si l'on suppose que la con-

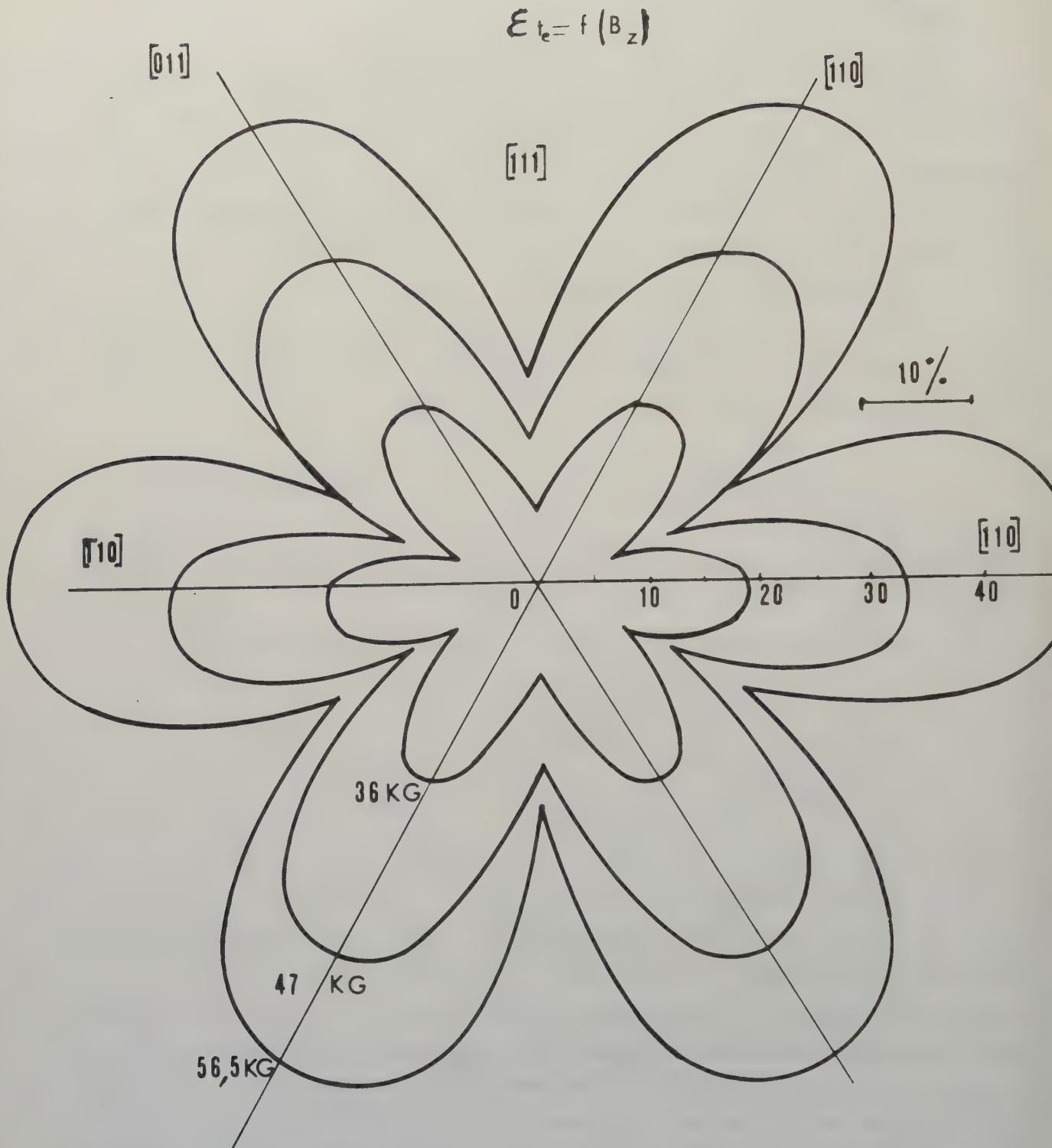


Fig. 42 : Courbes expérimentales de la déformation ϵ_{te} d'un cristal (111) d'aluminium en fonction de diverses sollicitations
 $T = 293^\circ K$

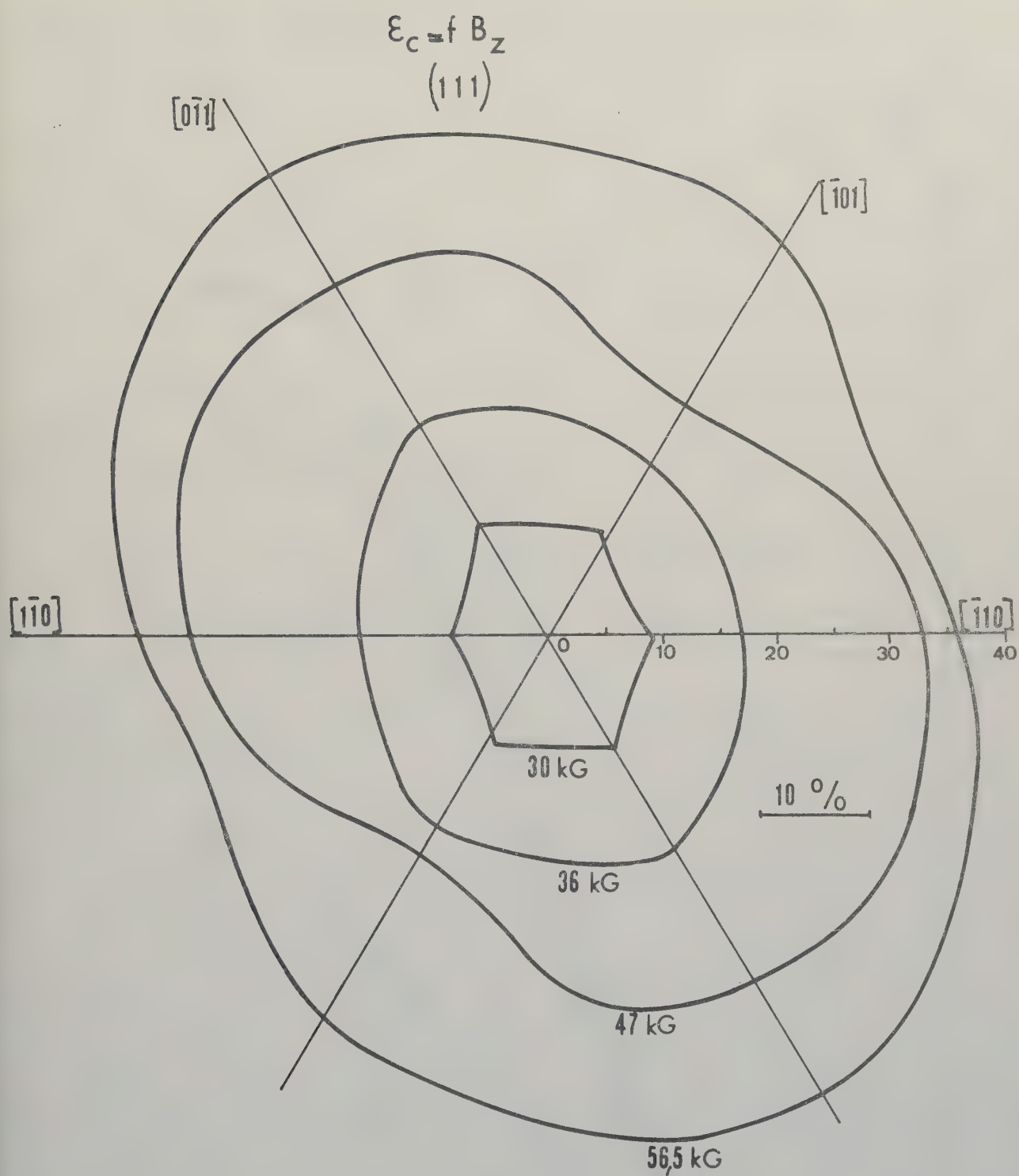
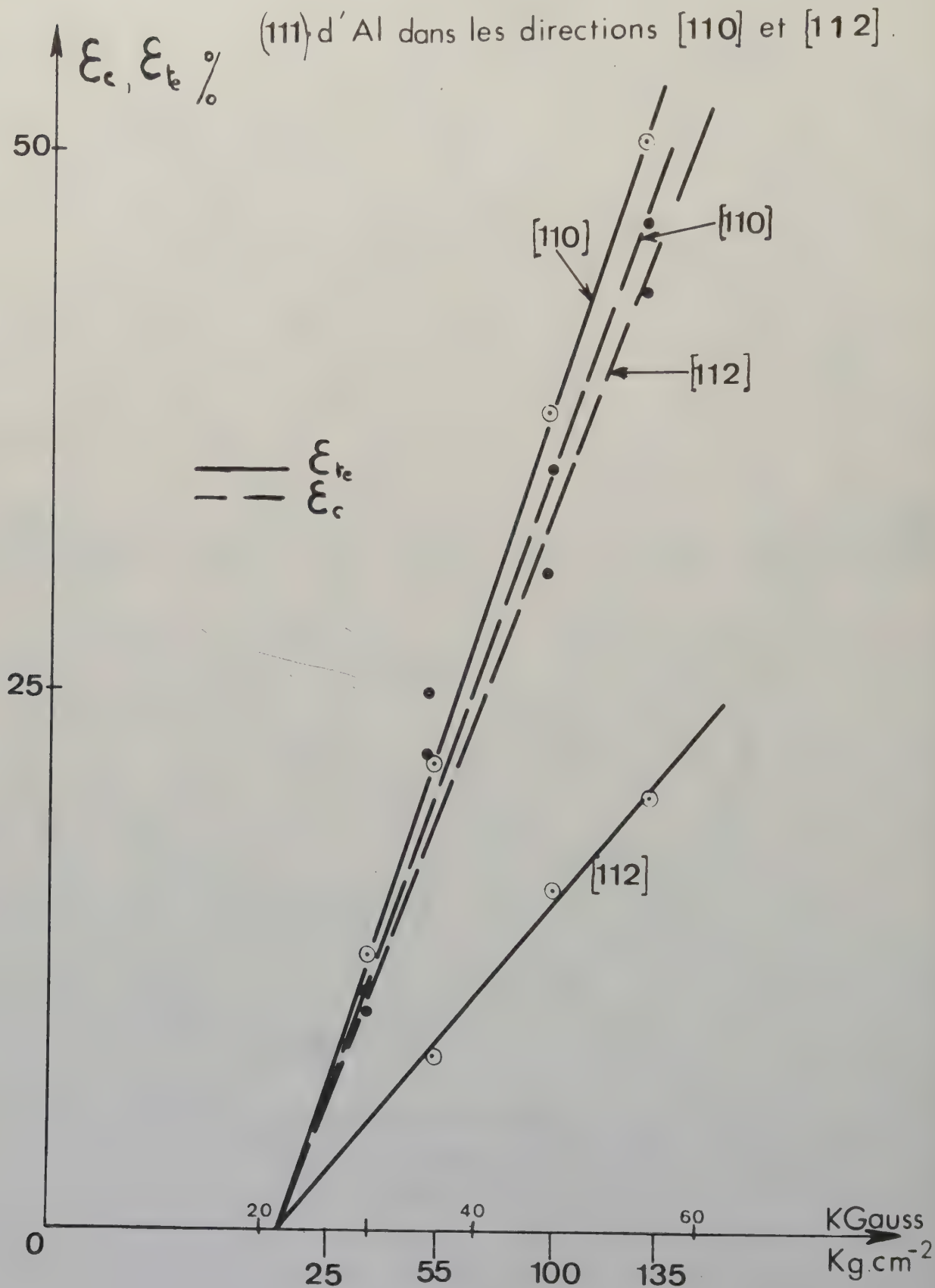


Fig. 43 : Courbes expérimentales de la déformation ϵ_c d'un cristal (111) d'aluminium en fonction de diverses sollicitations.

Fig: 44 Variation de ξ_{te} et ξ_c en fonction des champs magnétiques. Les mesures sont faites sur un cristal



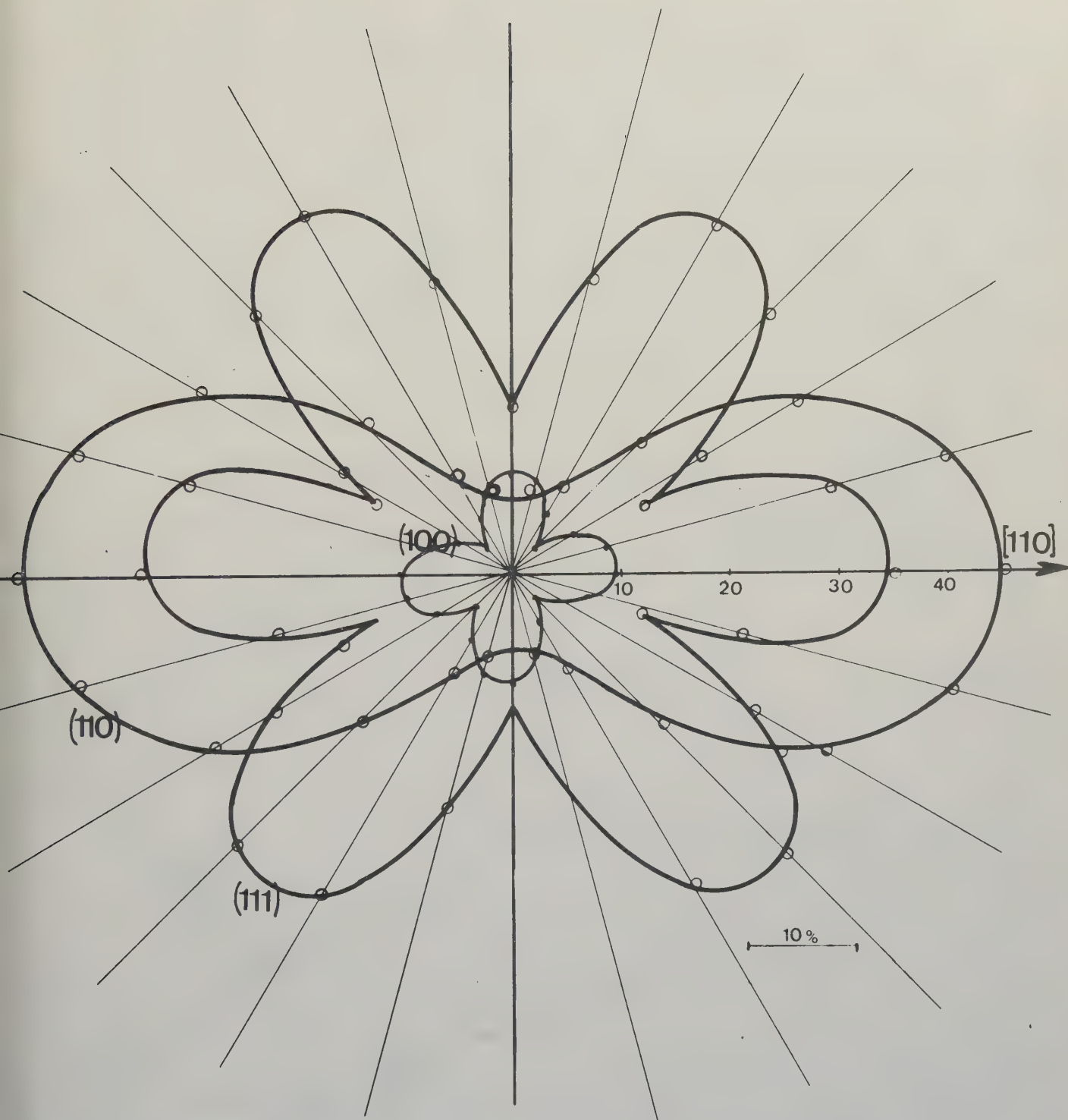


Fig: 45

Courbes comparatives de la déformation ϵ_r de cristaux (100) , (110) , (111) d'aluminium sollicités à $4,7 \text{ Wb m}^{-2}$ à l'ambiante.

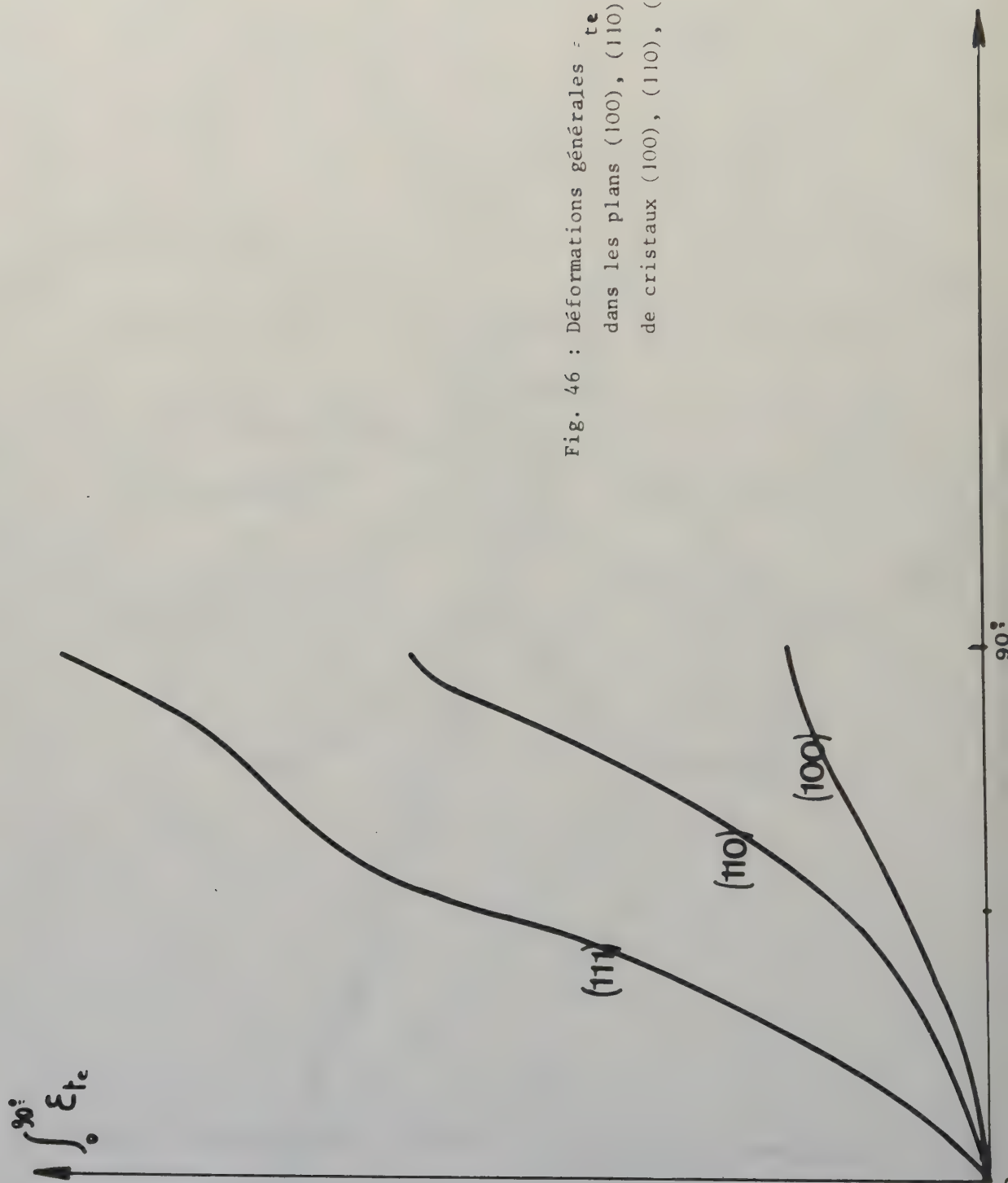


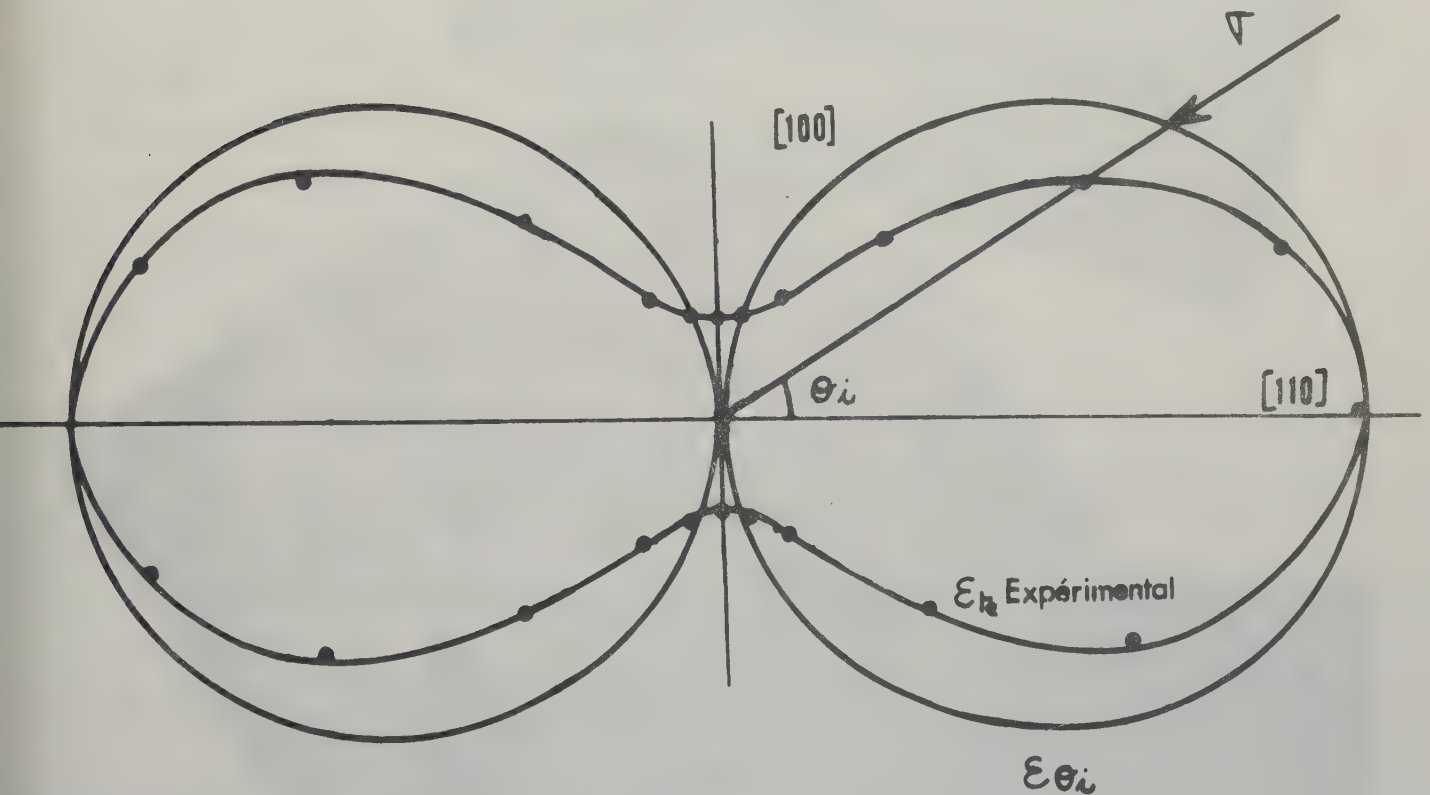
Fig. 46 : Déformations générales ϵ_{tc} dans les plans (100) , (110) , (111) de cristaux (100) , (110) , (111) .

contrainte dynamique "active" d'écoulement est la projection dans la direction $[110]$ de la contrainte dynamique, on obtient une répartition radiale de la déformation pour le plan (110) contenant une seule direction $[110]$.

Fig. 47

Courbes expérimentale et théorique de l'écoulement dans le plan (110) cas de l'aluminium.

La comparaison expérimentale et théorique est donnée par la Fig.47; on voit que ces deux courbes sont proches.



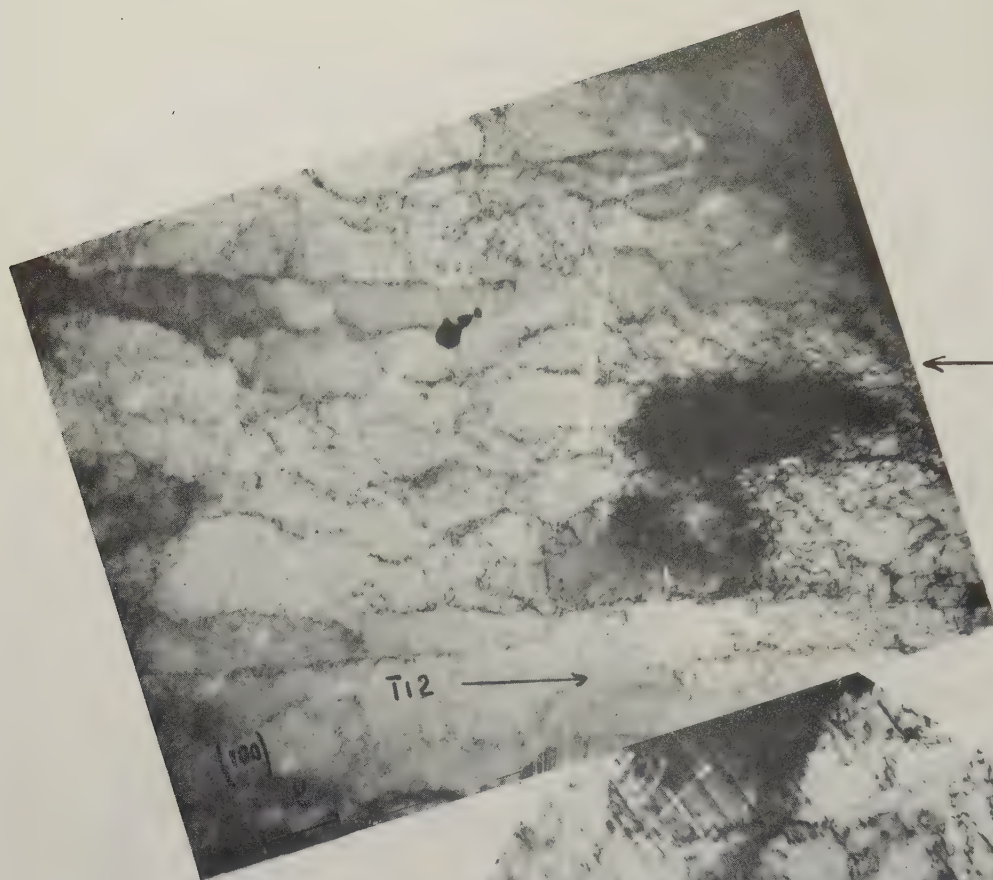
Remarque :

Dans les zones d'écoulement maximum des cristaux, l'examen microscopique révèle une répartition et une mise en paroi des dislocations suivant des blocs cellulaires orientés suivant $[112]$.

La Fig. 48 montre divers clichés de microscopie électronique sur cristaux (110) et (111) (plan d'examen $g = 110$) et (100) (plan d'examen (112)).

Compte tenu de la déformation ϵ_{te} d'un cristal (110) ne possédant que deux directions $[110]$, peut-on prévoir les déformations $\epsilon_{te, (100)}$ et $\epsilon_{te, (111)}$ de

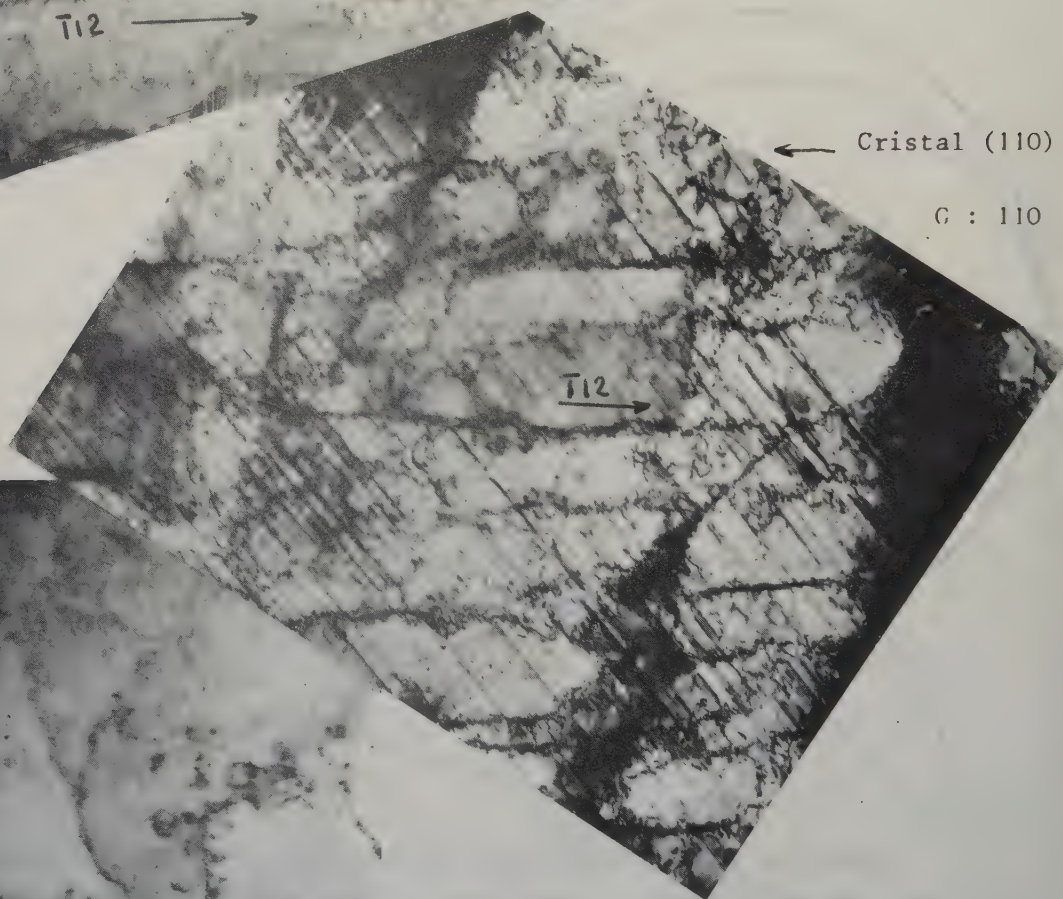
Fig. 48



← Cristal (111)

G : 110

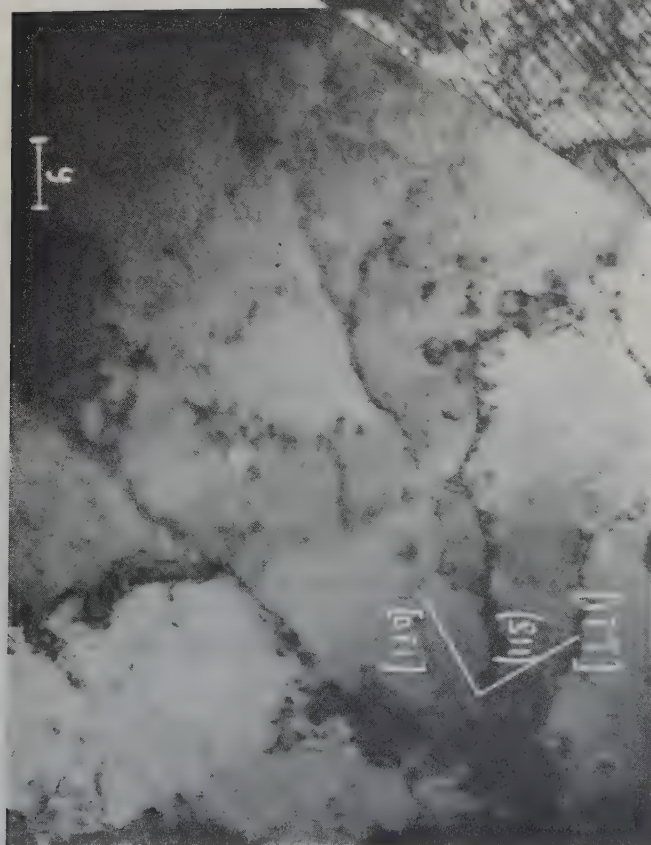
$\overline{112}$ →



← Cristal (110)

G : 110

$\overline{112}$ →



← Cristal (100)

G : 112

$[111]$
 (511)
 $[011]$

cristaux (100) et (111) possédant respectivement 4 et 6 directions de type $[110]$?

Nous allons successivement considérer le cristal (100) et le cristal (111) :

a) Cristal (100) :

Si l'on considère une répartition de ϵ_{t_c} comme celle de $\epsilon_{t_c, (110)}$ dans les plans (110) d'un cristal (100), on peut tracer (pour une sollicitation de 47 000 gauss par exemple) deux formes $\epsilon_{t_c, (110)}$ respectivement à 90° pour le cristal (100) possédant deux directions $[110]$.

Pour chaque direction θ_i du plan (100), compte tenu que la mesure de ϵ_t se fait dans ce plan, que (100) fait 45° avec (110) et que les directions de mise en paroi des dislocations sont $[112]$, on peut obtenir $2\epsilon_{i, (100)}$ (voir Fig. 49). $2\epsilon_{i, (100)}$ représente le double de la déformation de celle réellement obtenue pour (100) car nous avons supposé deux $\epsilon_{t_c, (110)}$ pour notre construction au lieu de deux fois $1/2 \epsilon_{t_c, (110)}$.

La construction pour $0 < \theta_i < 2\pi$ est résumée sur la Fig. 50.

Les courbes théoriques et expérimentales concordent.

b) Cristal (111) :

On considère pour ce cristal 3 répartitions à 120° de $\epsilon_{t_c, (110)}$; sachant que $(110)/(111) = 35^\circ 15'$ et que $(112)/(111) = 19^\circ 30'$ on obtient $3\epsilon_{i, (111)}$ (voir tracé Fig. 49).

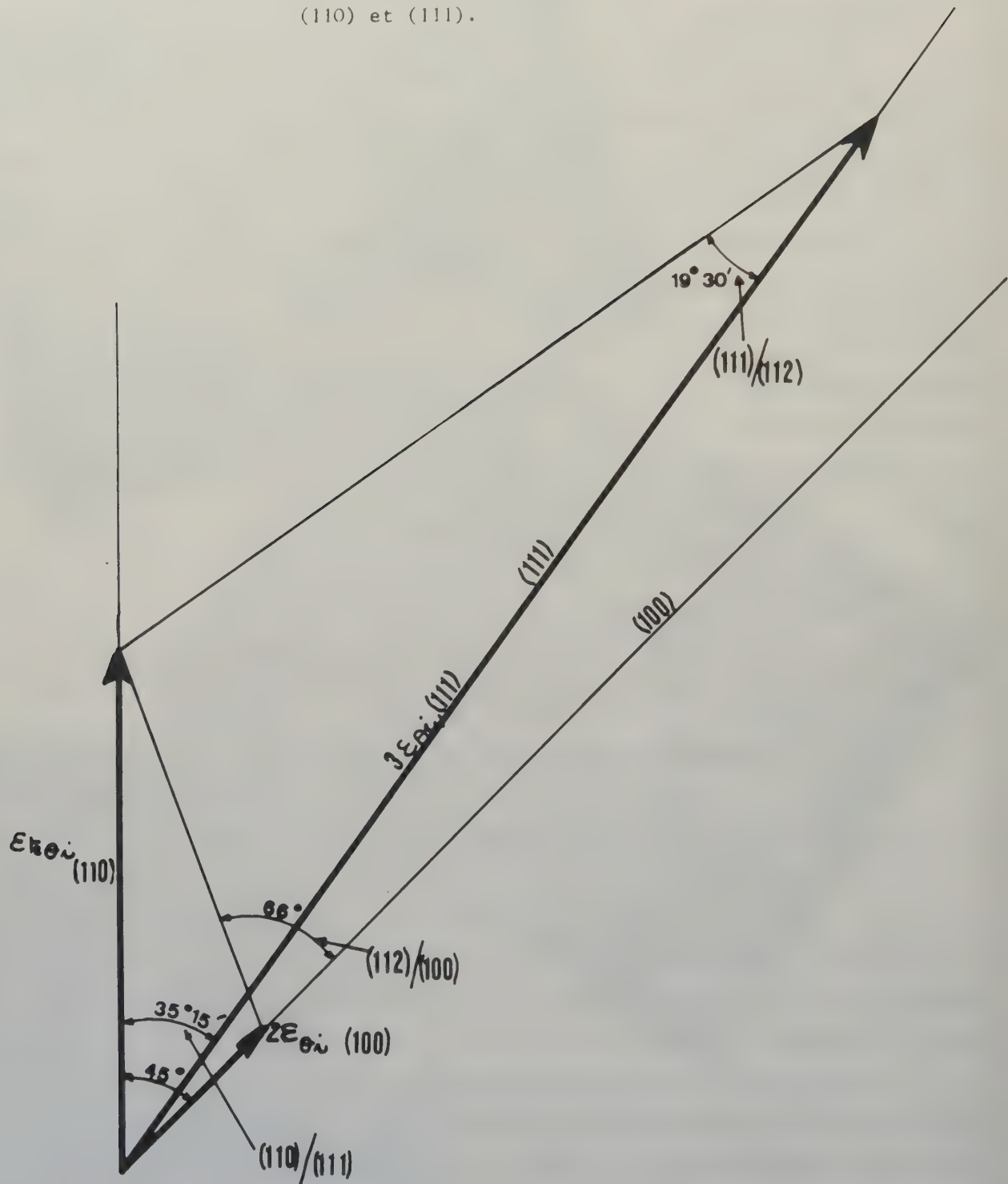
$\epsilon_{i, (111)}$ expérimental et théorique est donné Fig. 51.

3) Variation de la déformation viscoplastique ϵ avec la température

Tous les mécanismes microscopiques régissant la déformation sont liés au comportement des dislocations. Or, l'action du milieu environnant F_{PN} , les temps moyens de franchissement t_{FD} de recombinaison de glissement dévié t_{GD} , de montée t_M des dislocations, dépendent de la température (influence des viscosités électroniques η_c , phonique η_p ...).

Des mesures de la déformation viscoplastique avec la température ont été faites sur des polycristaux d'aluminium et de cuivre, l'interprétation et les courbes expérimentales sont données au chapitre suivant. On a constaté de fortes variations de ϵ avec la température, quelques exemples pour des monocristaux sont montrés Fig. 52. et 53.

Fig. 49 : Diagramme de la déformation pour les plans (100), (110) et (111).



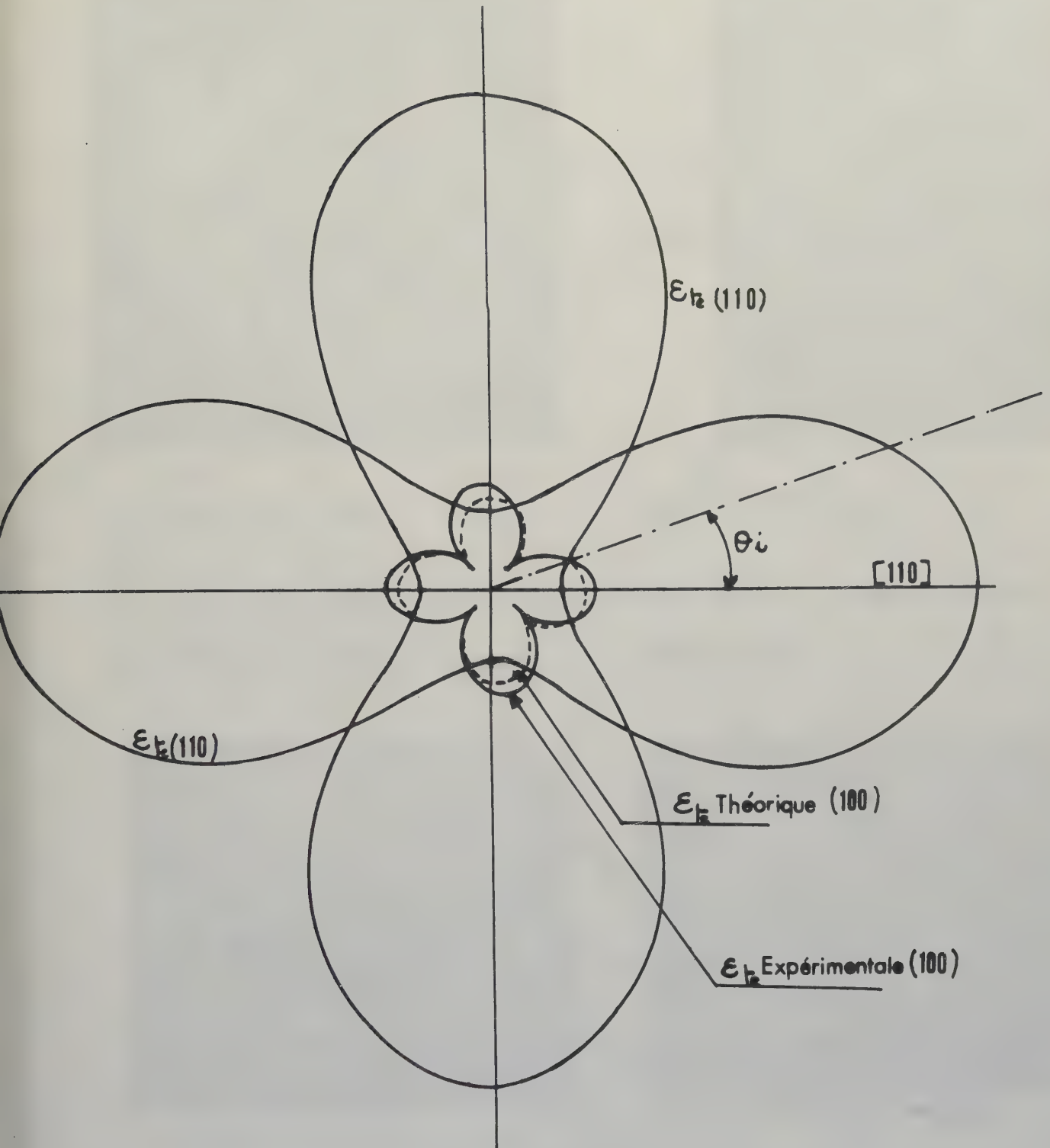


Fig. 50 : Courbes expérimentale et théorique de l'écoulement dans le plan (100).

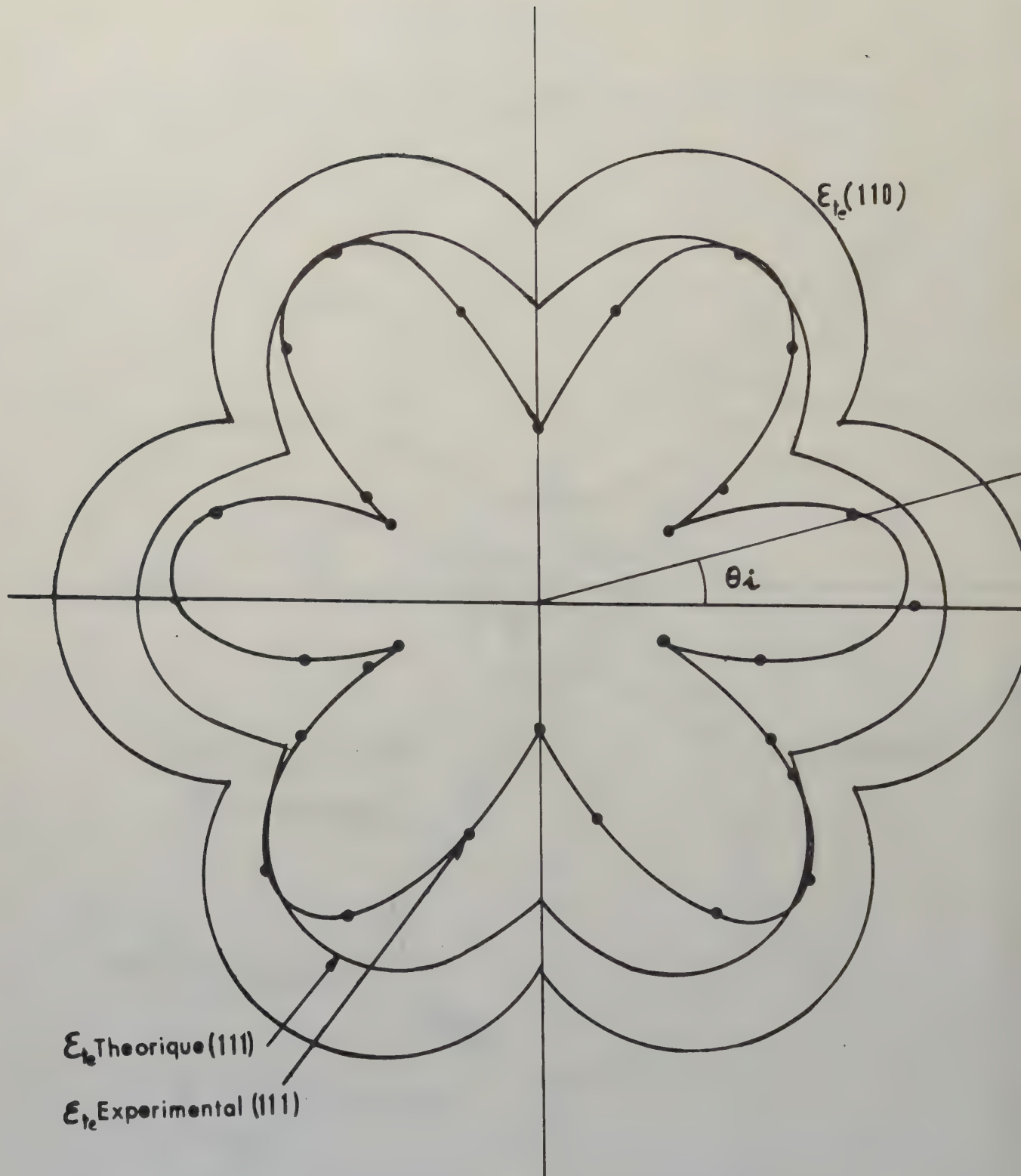


Fig. 51 : Courbes expérimentale et théorique de l'écoulement pour le plan (111).

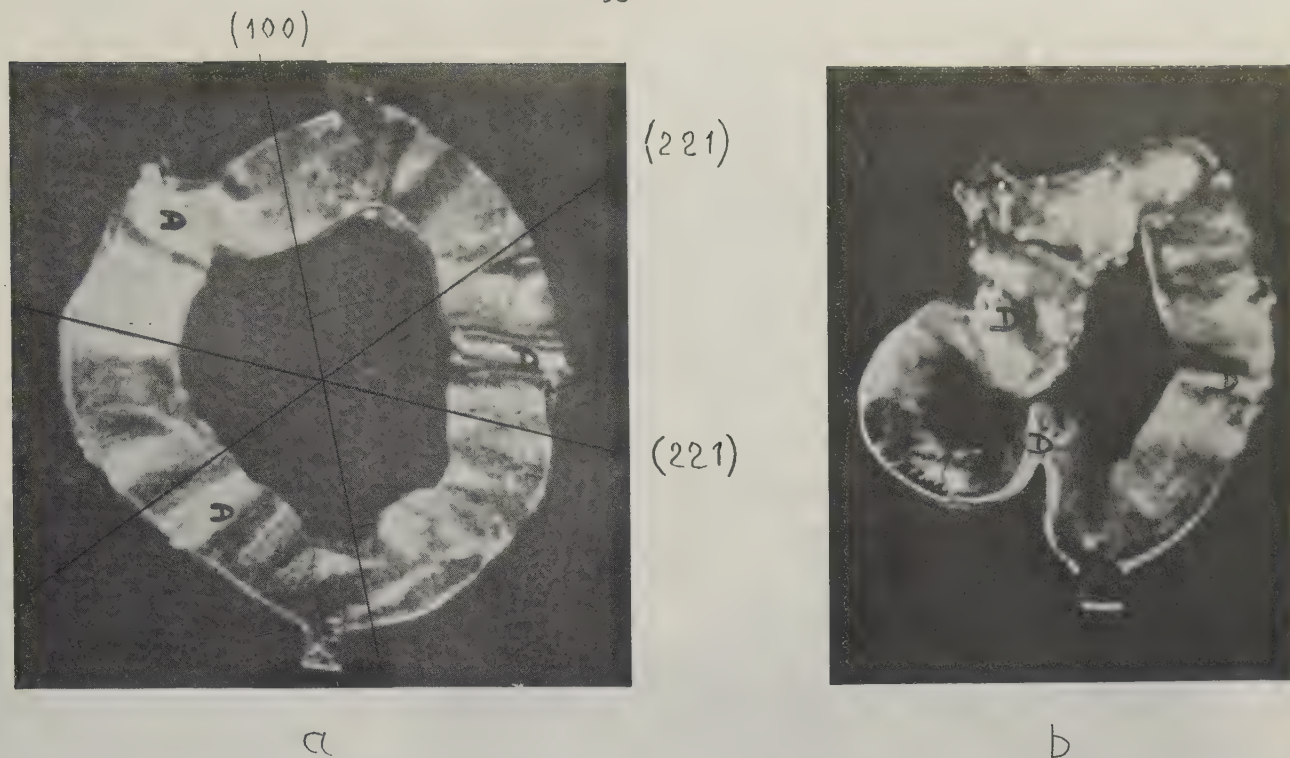


Fig. 52 : Cristaux (210) d'aluminium sollicités à 47 000 gauss respectivement à 293°K (a) et 78°K (b).

Noter les mêmes déformations d'ondulations en D et l'importance de ϵ à 78°K.

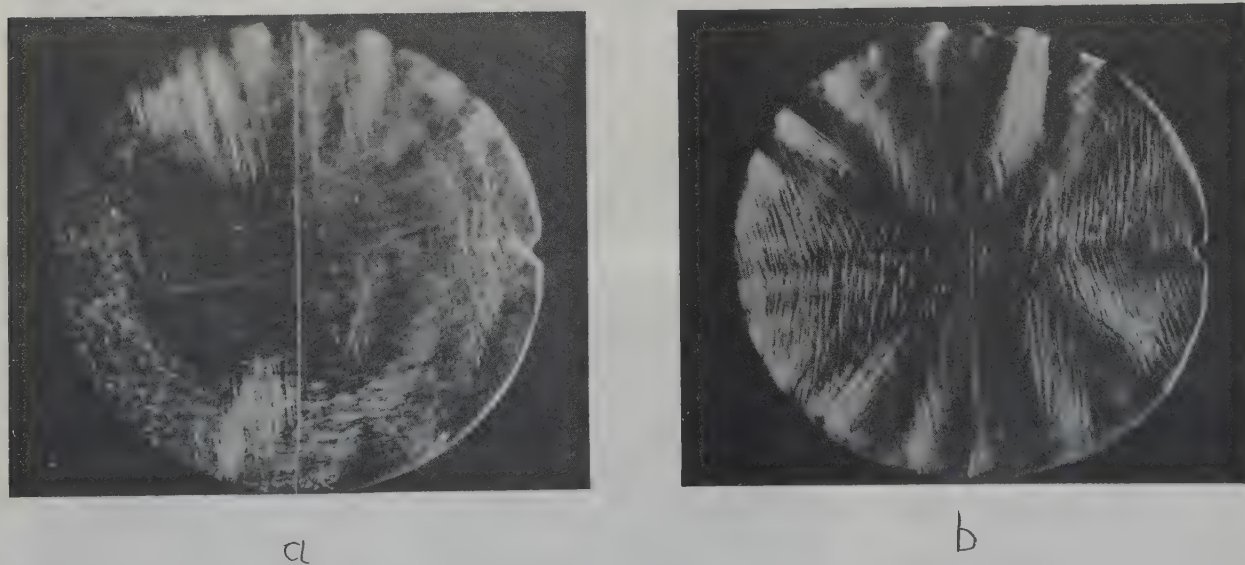


Fig. 53 : Cristaux (100) de cuivre sollicités sous 47 000 gauss respectivement à 293°K (a) et 5°K (b). Vers 5°K la déformation du cuivre atteint des valeurs très élevées avec apparition de nombreuses bandes de glissement.

B) TAUX DE DISLOCATIONS

Nous avons cherché le nombre de segments N_s créés dans des disques plans monocristallins de Cu et d'Al placés à diverses températures pour des contraintes dynamiques variables. Nous en déduisons : la loi $N_s = f(\sigma, T)$, la valeur du seuil de multiplication des dislocations et la grandeur des cellules de la forêt de dislocations en fonction de la contrainte σ .

1) Cas du Cuivre

Le taux N_0 de dislocations est de l'ordre de 10^8 cm^{-2} . Les segments sont répartis aléatoirement et leur longueur $\ell < 1\,000 \text{ \AA}$ comme le montre la Fig. 54 d'un cristal (100) (G : 100).

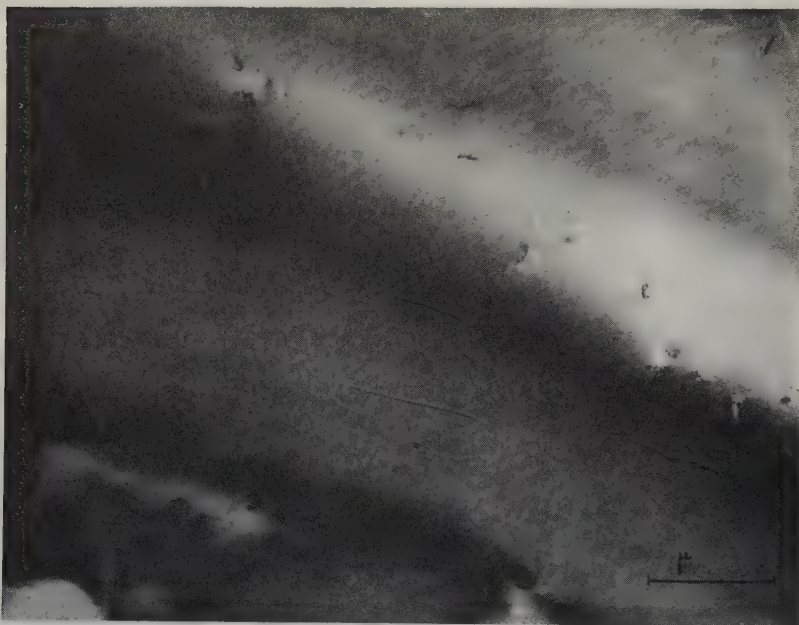


Fig. 54

Cristal (100) de cuivre non sollicité.

$$N_0 \approx 10^8 \text{ cm}^{-2}$$

Les lames minces recueillies et examinées sont celles situées au voisinage du centre des plaquette monocristallines de 45/100 mm d'épaisseur et de 20 mm de diamètre.

A partir de 36.000 gauss, les dislocations se groupent en forêt, les arbres de la forêt sont de directions $[112]$ comme le montrent les Fig. 55 et 56 de cristaux (110) (plan d'examen g : 111)

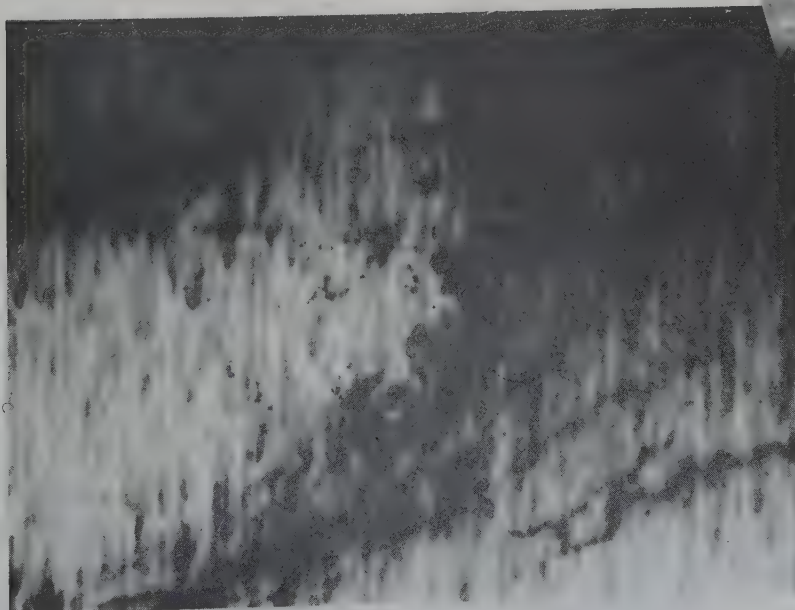
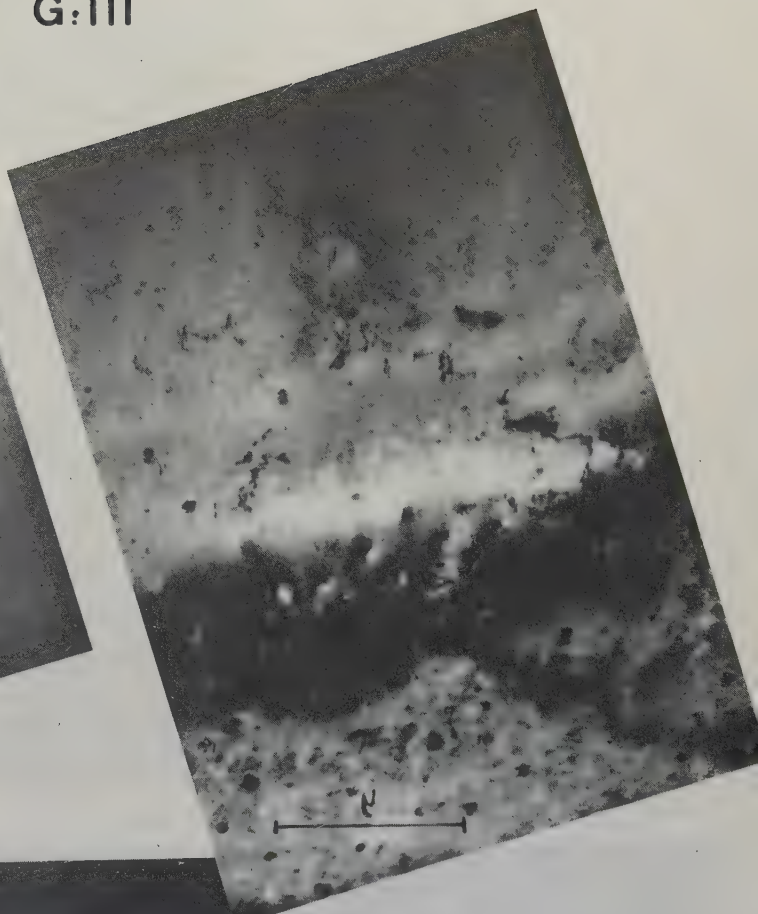
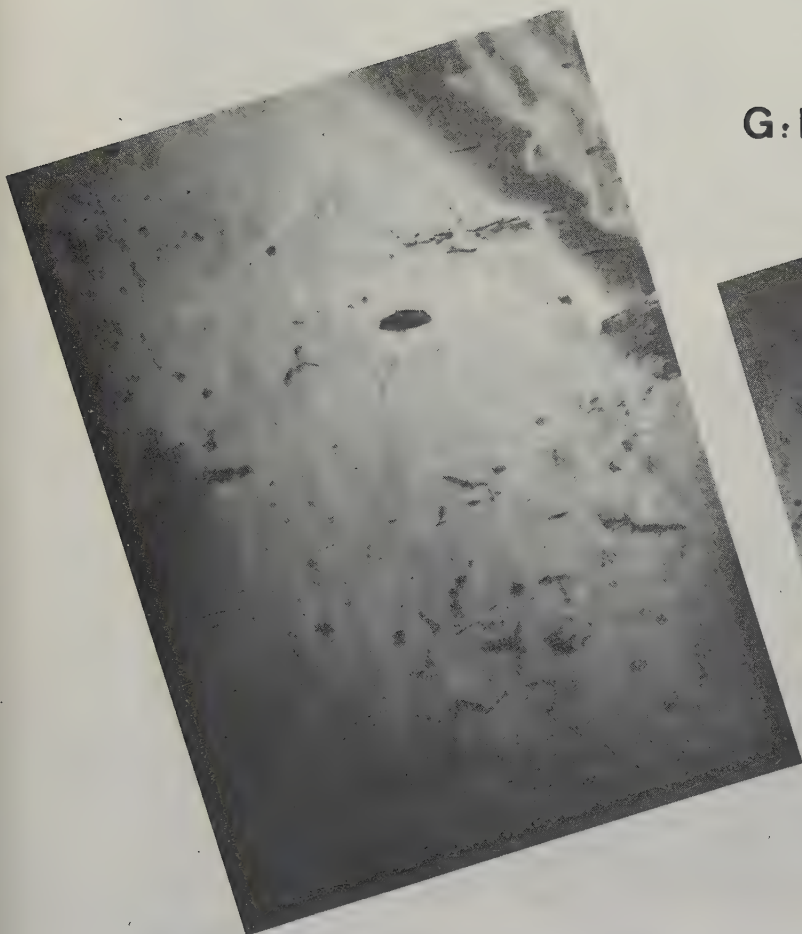
Les taux de dislocations atteignent $2 \cdot 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ pour des champs maximaux de 56.500 gauss.

Le seuil de multiplication des dislocations se situe aux environs de 24.000 gauss, début de l'écrouissage linéaire.

Pour les cristaux (100) dans le plan d'examen g : 100, les disloca-



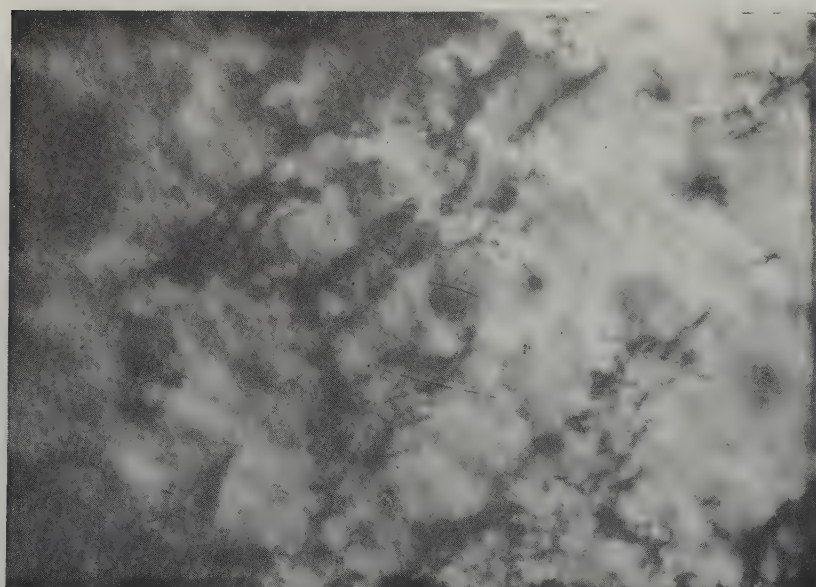
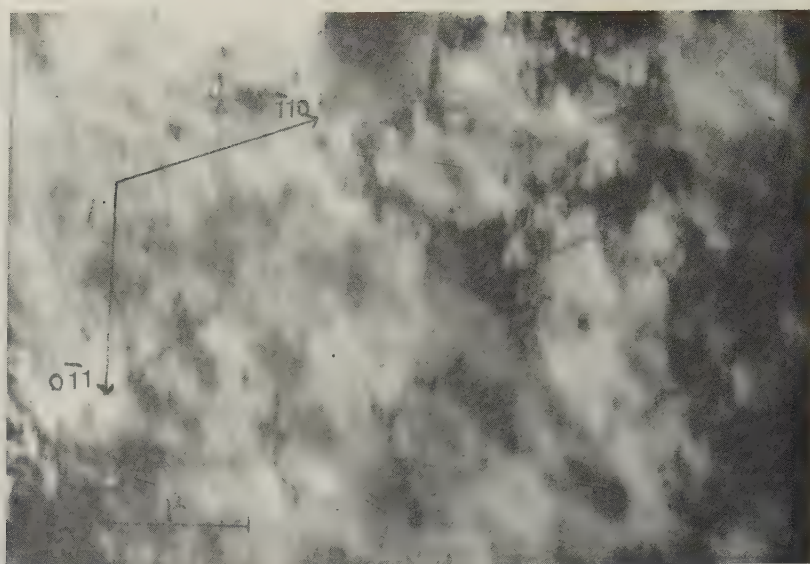
G:III



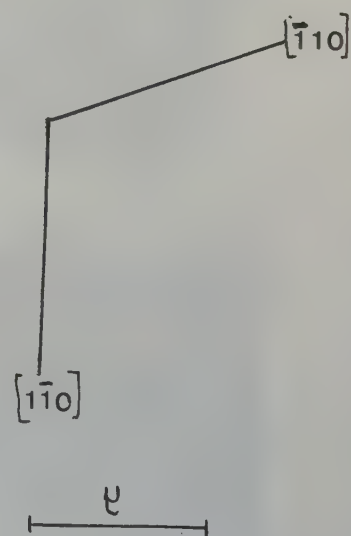
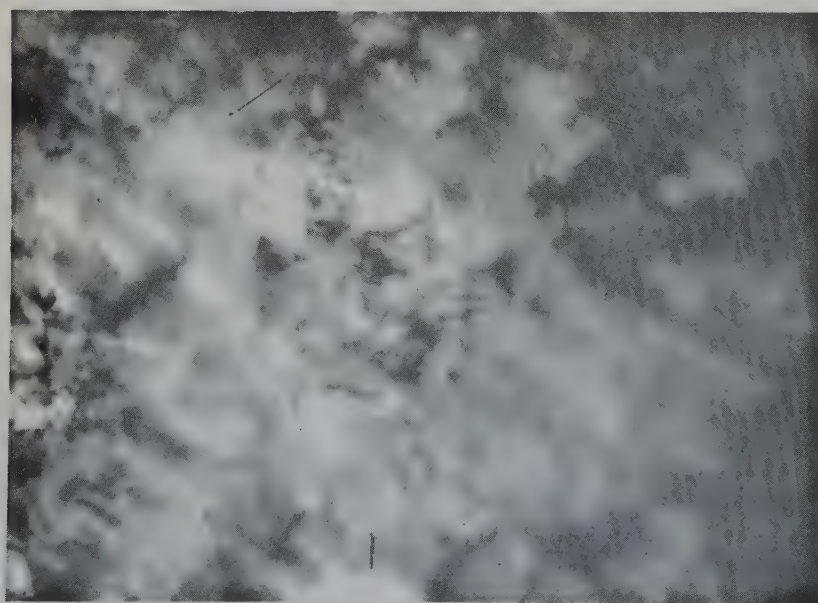
Cu (110)

∇_{DYN} 24000 GAUSS
20 KG. CM⁻²

T = 5°K



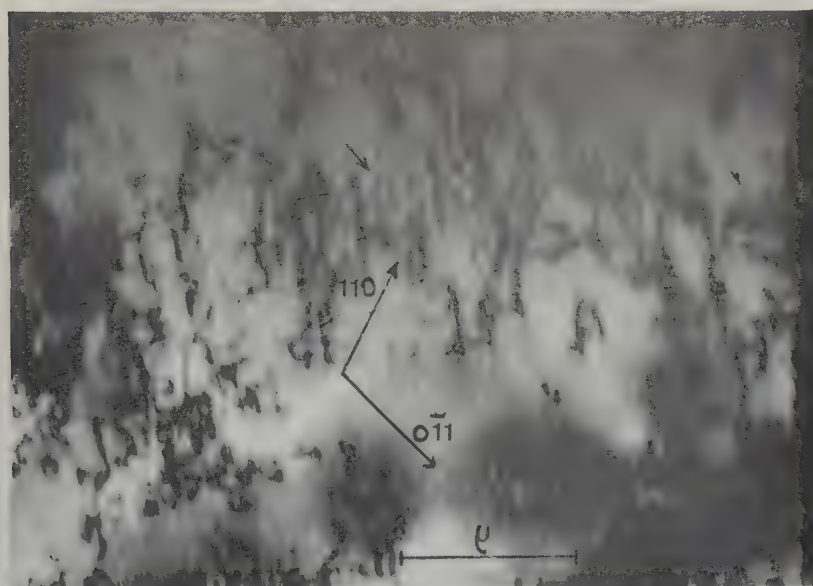
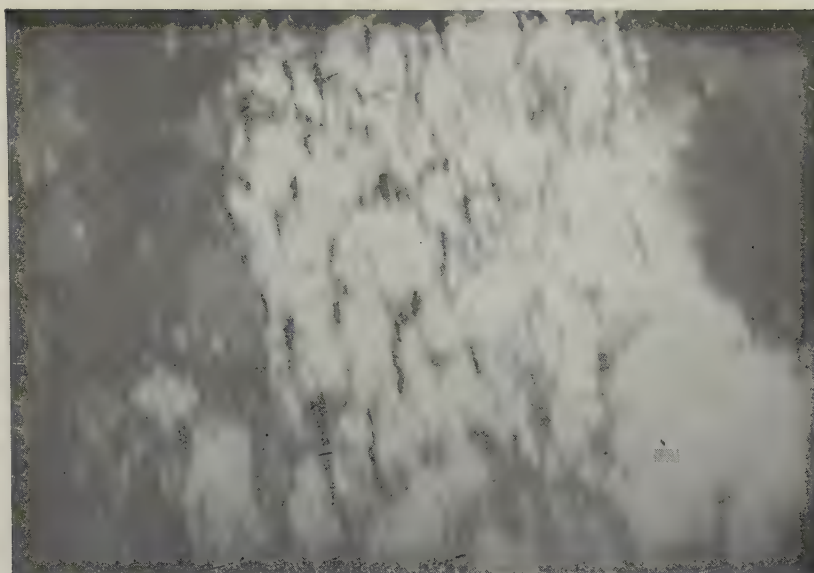
G: III



Cu (110)

∇_{DYN} 36000 GAUSS
53 KG.CM⁻²

T = 5° K



G,111

Cu(110)

47000 GAUSS
98 KG.CM⁻²
DYN

T=293°K

Fia 55

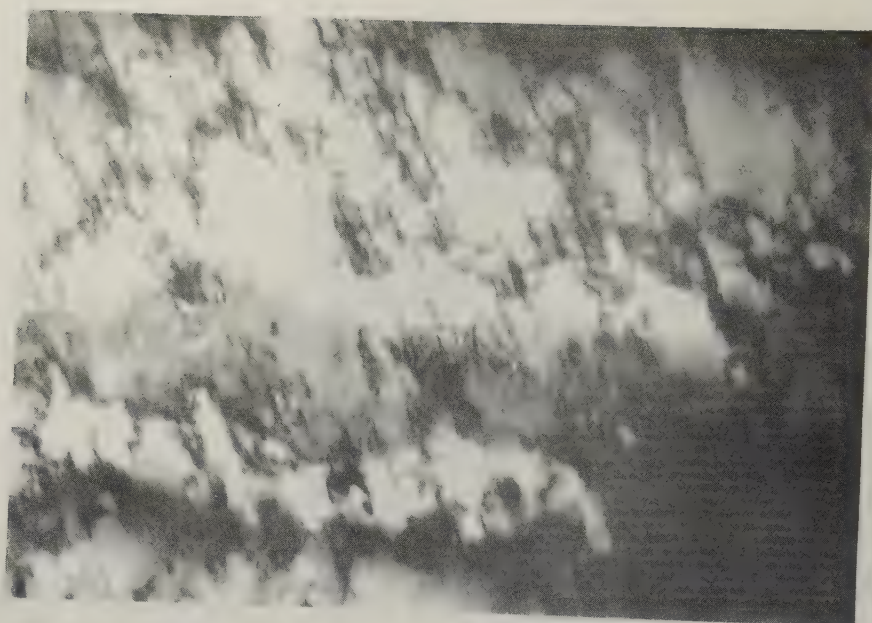
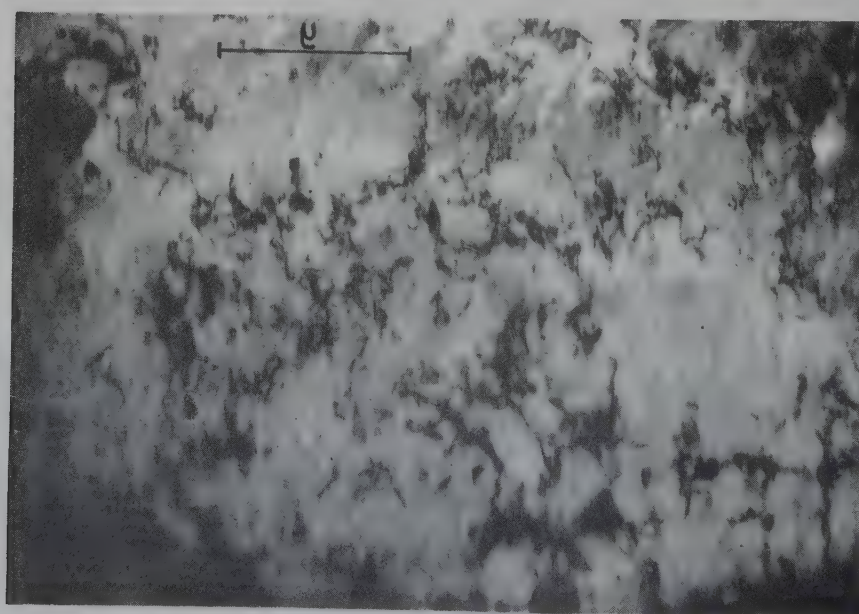
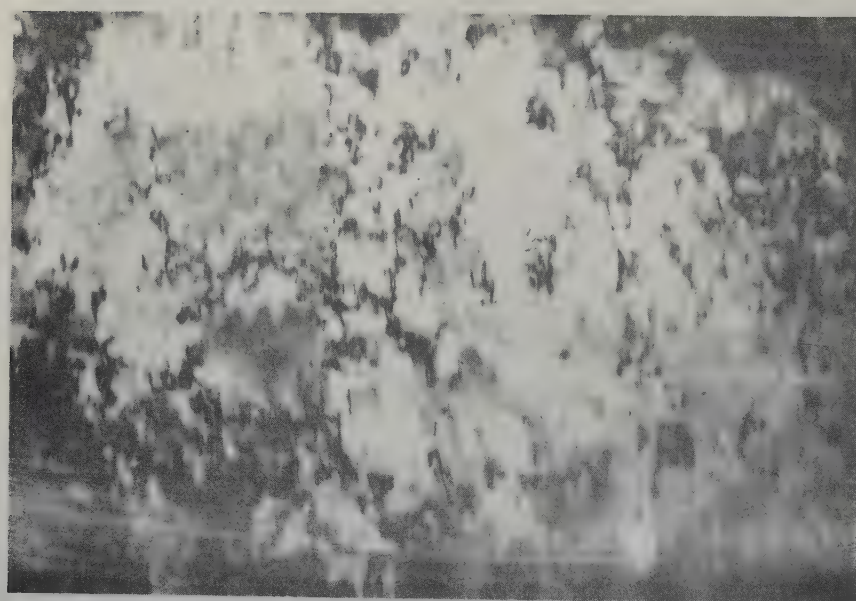


Fig 56



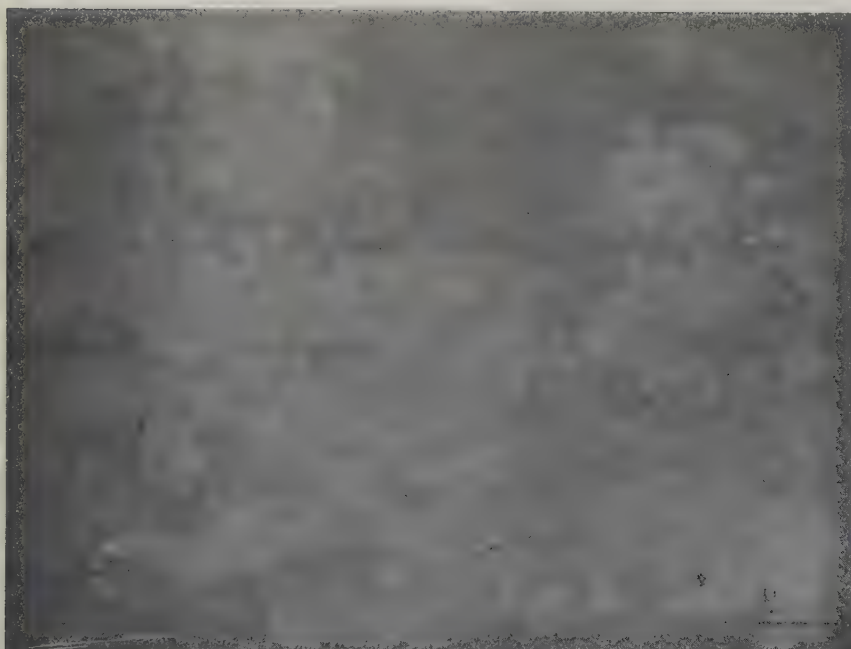
G:III

$\text{Cu}(110)$

∇ 56500 GAL
DYN 130 KG.CM

$T = 5^\circ \text{K}$

μ



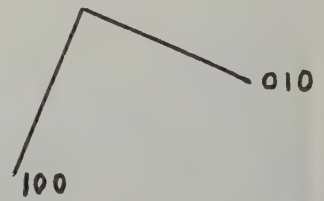
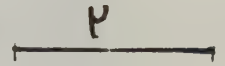
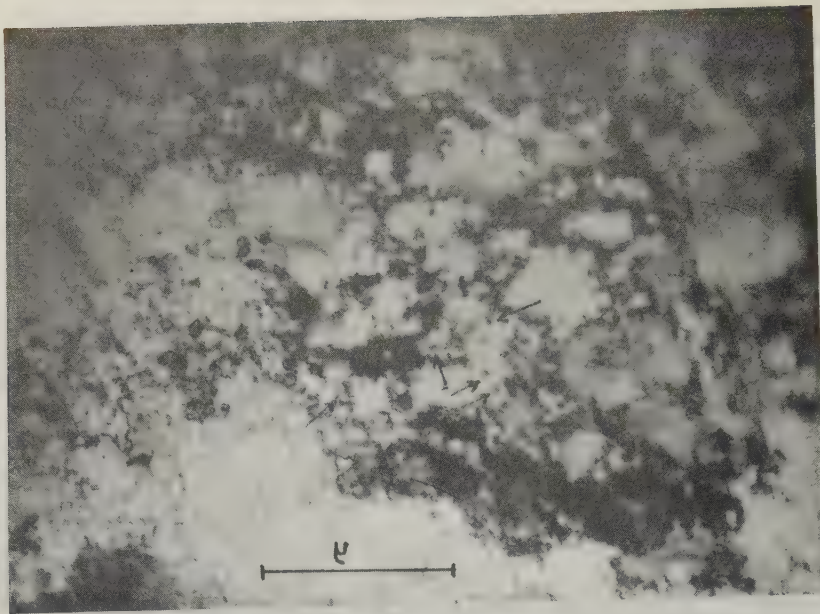
G:100

Fig 57

Cu(100)

∇ 36000 GAUSS
DYN 53 KG.CM⁻²

T = 5° K



G:100

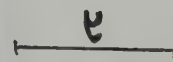
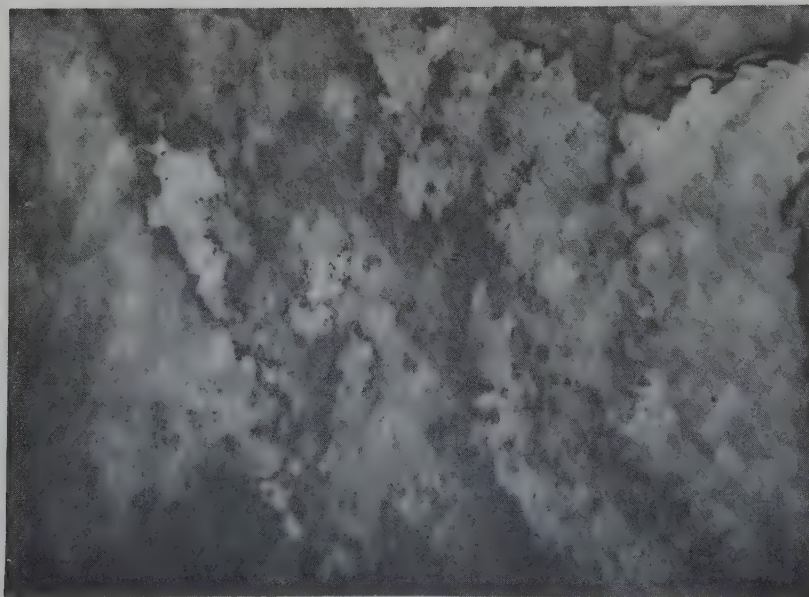


Fig 58



$\text{Cu}(100)$



56500 GAUSS

DYN 130 $\text{KG}\cdot\text{CM}^{-2}$

$T=5^\circ\text{K}$

tions sont courtes à l'inverse de celles obtenues pour les cristaux (110) g : 111. Dans les cristaux (100) nous n'avons pas vu d'arbres à 5°K, les dislocations sont groupées en cellules comme le montrent les Fig. 57 et 58.

La grandeur des cellules ne peut-être mesurée que pour 36 000 gauss, les arbres de la forêt limitent le contour des cellules.

Les courbes de grandeur moyenne des cellules en fonction des contraintes dynamiques sont données Fig. 59. Les courbes sont proches de droites, la grandeur minimale des cellules serait de l'ordre de 0,9 μ pour des champs de 60 000 gauss.

La répartition en paroi de cellules est beaucoup plus uniforme pour les cristaux (100) (g : 100), tandis que pour les cristaux (110) (g : 111), les dislocations sont longues, enchevêtrées avec formation d'arbres.

Pour une même contrainte dynamique σ l'équilibre dans (110) est atteint pour des distances de l'ordre de cinq fois inférieures à (100).

Le taux en échelle logarithmique de segments N de dislocations en fonction du logarithme de la contrainte est donné Fig. 60. Nous obtenons des droites.

Pour $0 < B_z < 24\ 000$ gauss la variation de N est faible et ne correspond à aucune variation mesurable d'écroûissage.

Au-delà de 24 000 gauss, l'augmentation du taux de dislocations est importante et les pentes des droites $N = f(\sigma)$ sont les mêmes pour différents cristaux.

On a aux stades II et III ($T = 5^\circ K$) :

$$N_s = \frac{N_{oII}}{B_{oII}^\lambda} B^\lambda$$

$$\lambda = \text{Cte} = 4,5 \cdot 10^8 \quad (\text{gauss, nombre de segments cm}^{-2})$$

$$N_{oII(100)} \approx 3 \cdot 10^8 \quad \text{pour } B_{oII} \approx 24\ 000 \text{ gauss}$$

$$N_{oII(110)} \approx 1,5 \cdot 10^8$$

On a donc :

$$N_s = \text{Cte} \cdot \sigma_{\text{dynamique}}^\lambda$$

$$\text{avec } \lambda = 1,1 \cdot 10^9 (\text{nombre de segments cm}^{-2}, \text{ kg cm}^{-2})$$

Quelques lames minces effectuées sur des cristaux sollicités à l'ambiante donnent des taux proches de ceux aux très basses températures. La déformation à même contrainte suivie par astérisme des taches LAUE est plus importante pour des cristaux (100) que pour les (110). Il en est de même pour l'écroûissage et

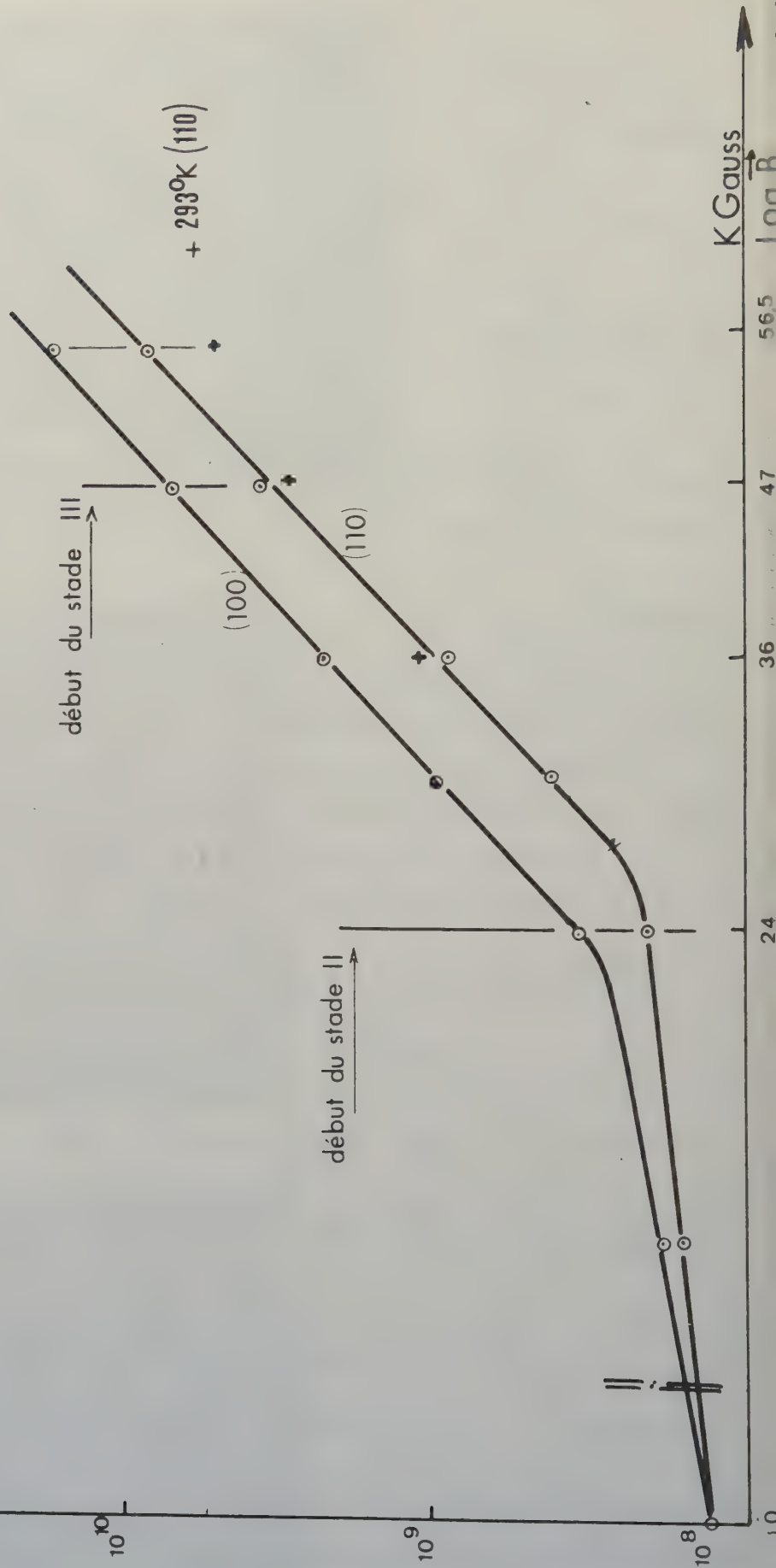
Segments de dislocations

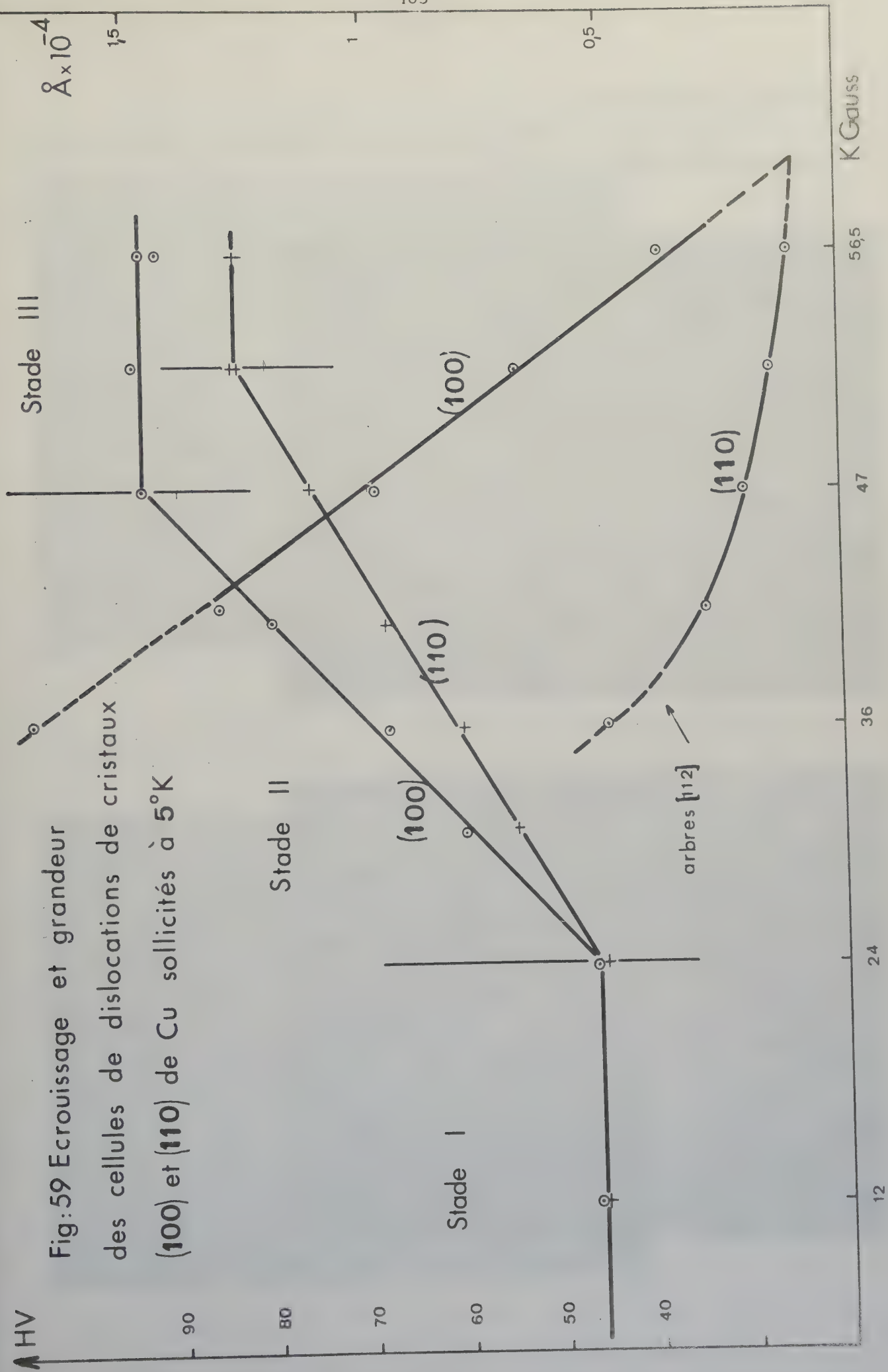
$N \text{ cm}^{-2}$

Fig: 60 Densité N de segments de dislocations

obtenue dans des cristaux de Cu

(100) et (110) déformés à 5°K .





le taux N de dislocations.

Pour $0 < B_z < 24\,000$ gauss, l'astérisme des taches de LAUE est peu important comme le montre la Fig. 61.

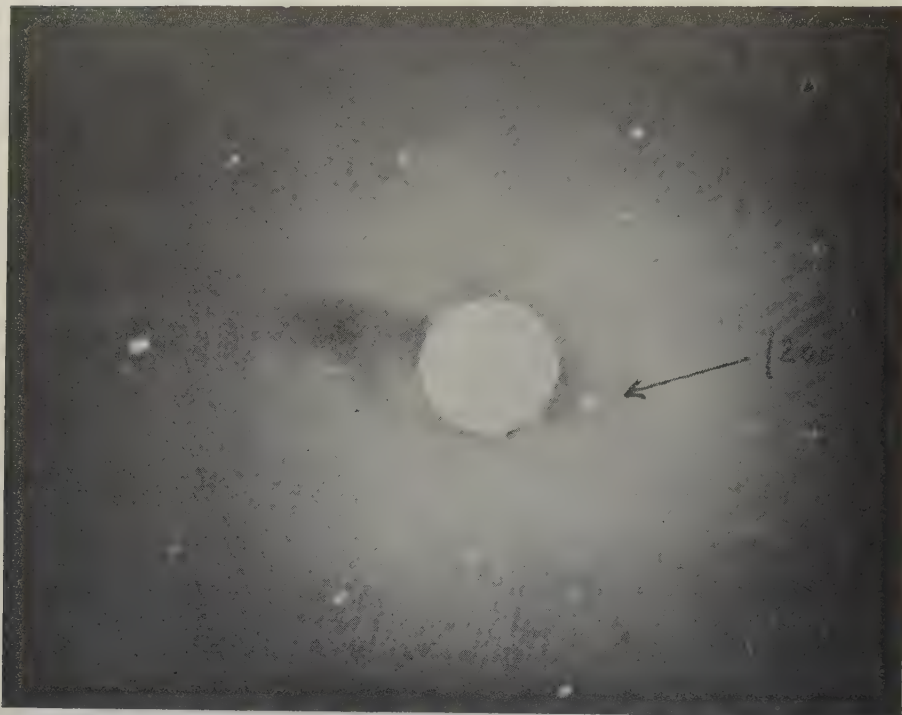


Fig. 61

Diagramme de LAUE
d'un cristal (100)
de cuivre non
déformé.

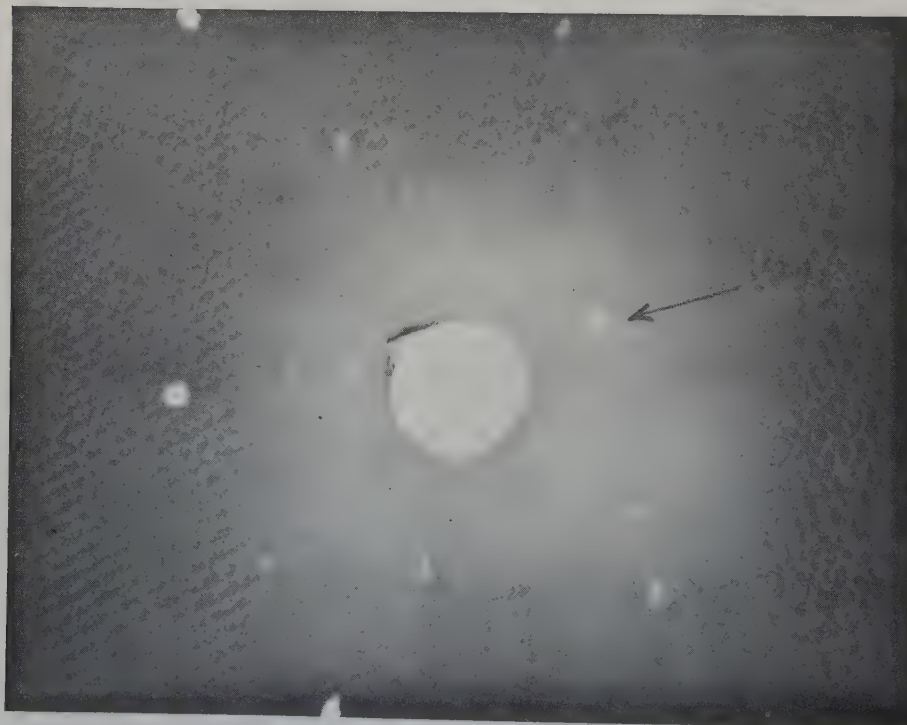


Diagramme de LAUE
d'un cristal (100)
de cuivre solli-
cité à 24 000 gauss
 $T = 5^{\circ}\text{K}$

Pour $B_z > 24\ 000$ gauss, l'astérisme augmente avec disposition des lignes de KESSEL pour les cristaux (100) (Fig. 62).

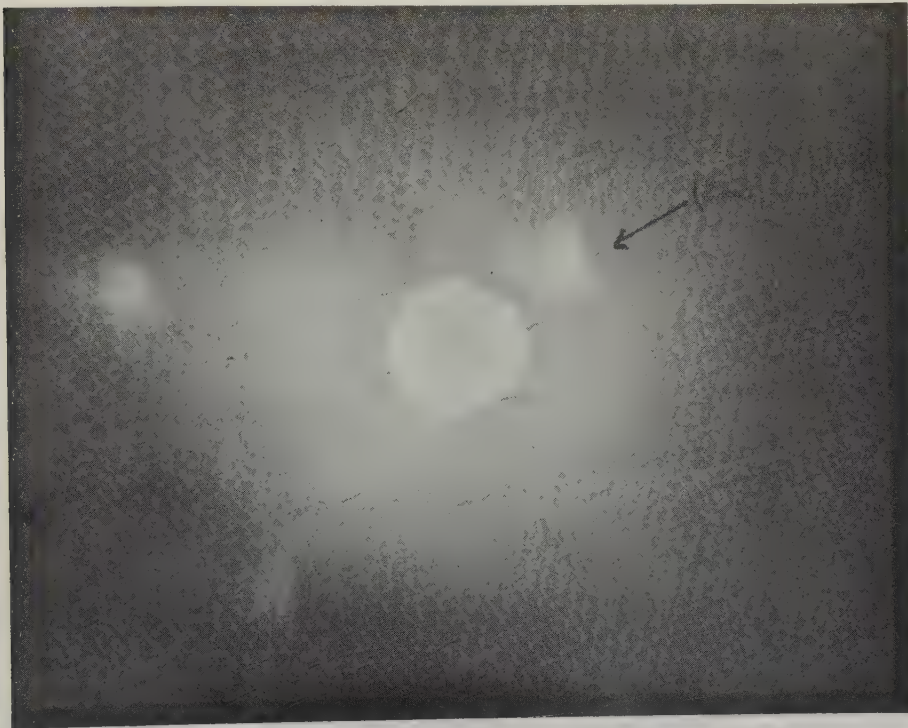


Fig. 62

Diagramme de
LAUE d'un cris-
tal (100) de
cuivre sollicité
à 56 000 gauss
 $T = 5^\circ\text{K}$

Par contre les cristaux (110) ont un astérisme moins prononcé sans disposition de lignes de KESSEL (Fig. 63 et 64).

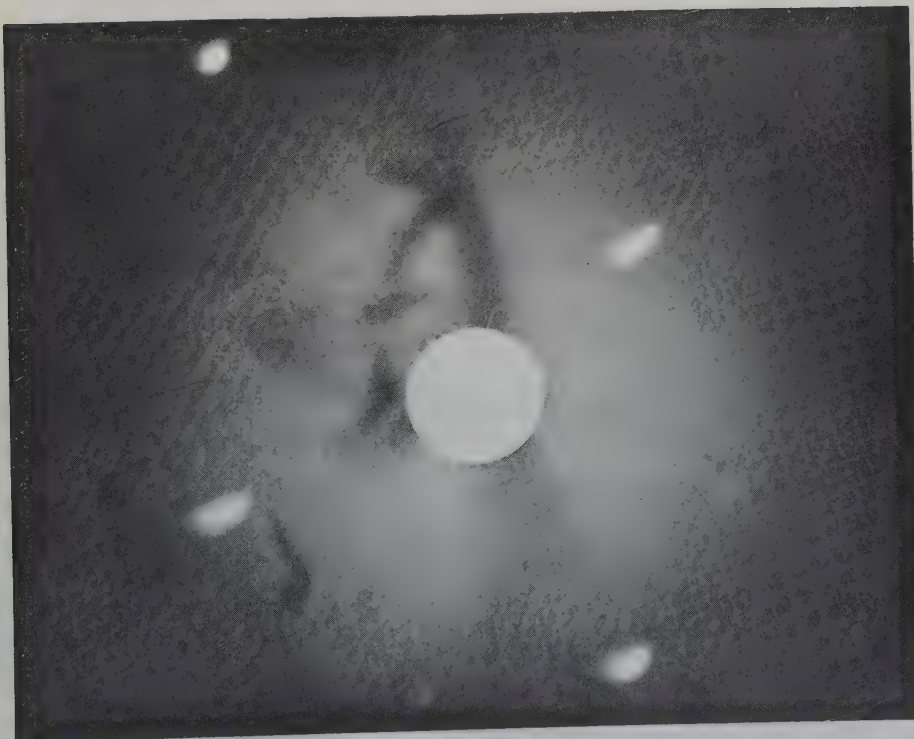


Fig. 63

Diagramme de
LAUE d'un cris-
tal (110) de
cuivre sollicité
à 56 500 gauss
 $T = 5^\circ\text{K}$

L'astérisme de cristaux déformés à l'ambiante est moins important comme le montre le diagramme de LAUE ci-dessous (Fig. 64). On montrera au chapitre suivant que la déformation du cuivre à 5°K peut atteindre quatre fois celle à l'ambiante (Fig. 63).

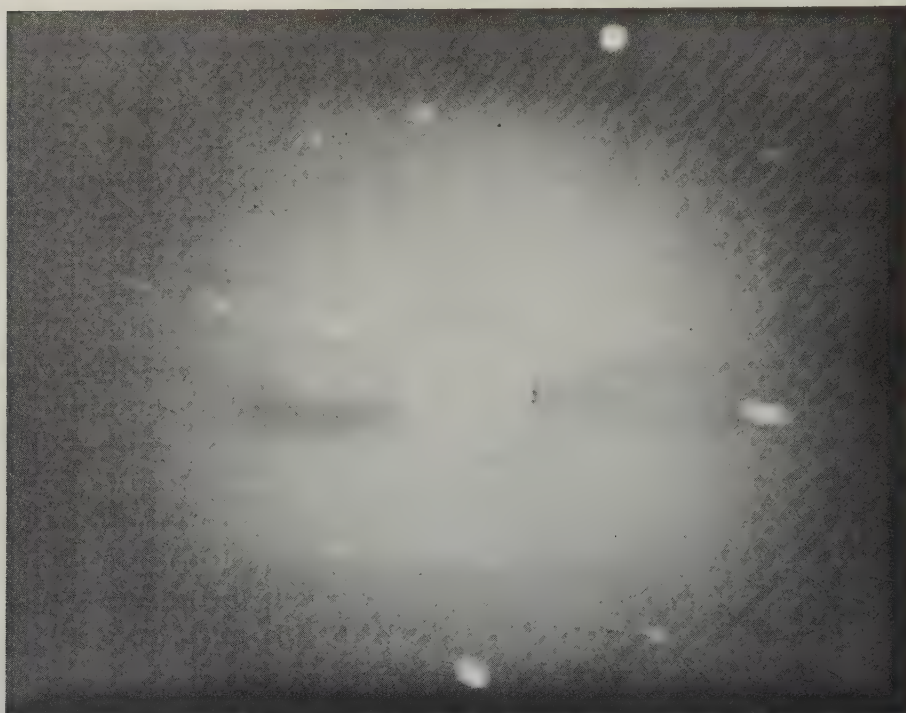


Fig. 64

Diagramme de LAUE
d'un cristal (110)
de cuivre soumis
à un champ de
56 000 gauss
T = 293°K

Aux très basses températures et pour de faibles champs magnétiques, c'est-à-dire au début du stade II, les dislocations sont souvent orientées suivant $[110]$ et $[211]$ selon les schémas et photos ci-dessous (Fig. 65 et 66).

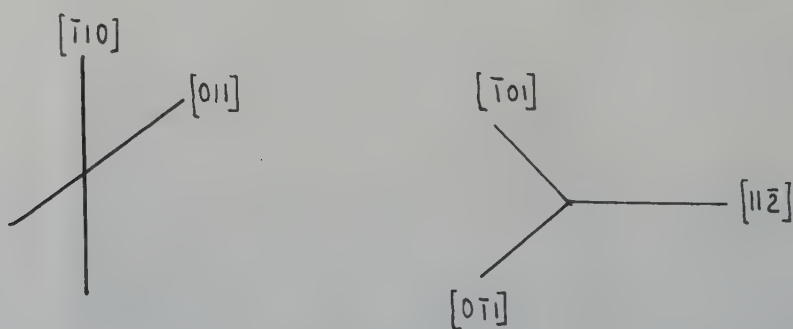
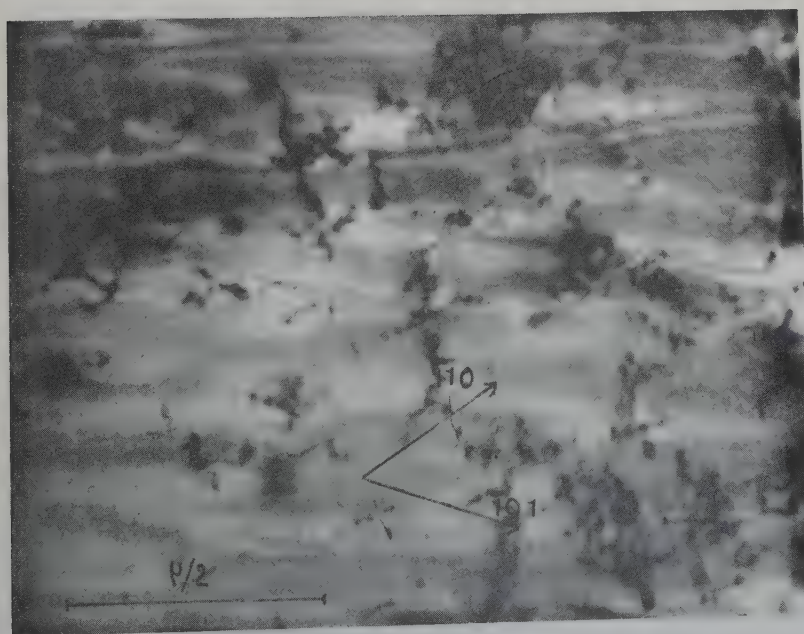
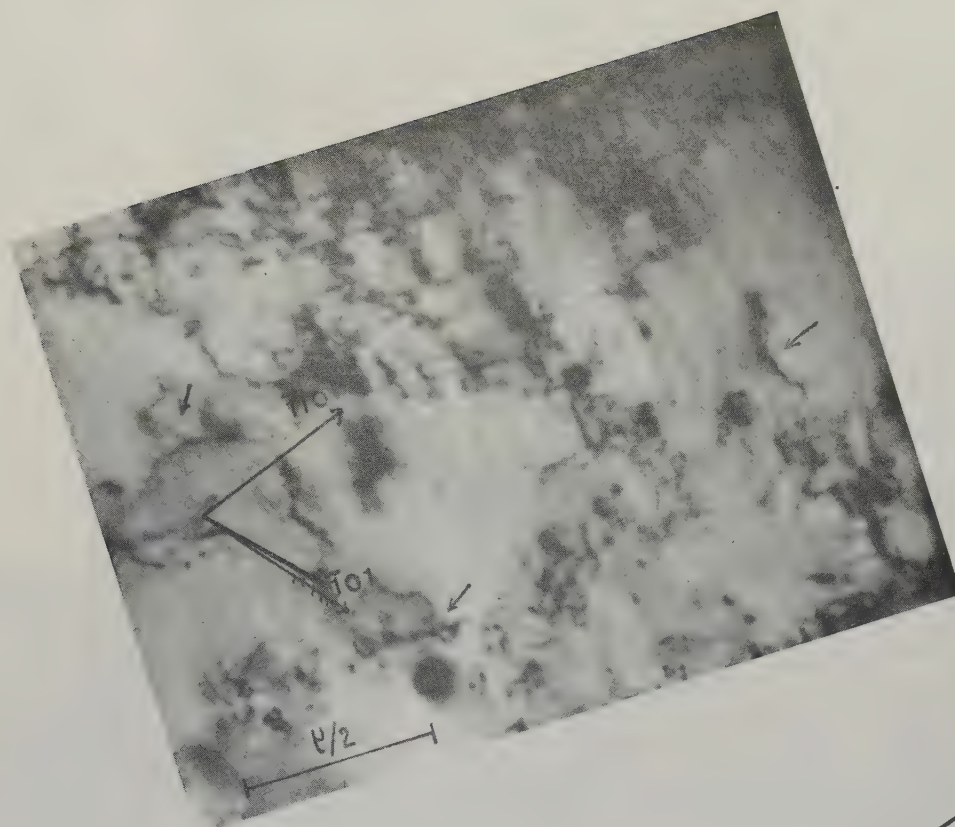


Fig. 65

2) Cas de l'aluminium

Des lames minces, prises dans des cristaux d'aluminium déformés à grande vitesse, dénotent la présence de longues dislocations en échelons et d'un nombre important de boucles. Les boucles placées à l'intérieur des cel-

Fig 66

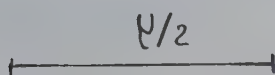


G: III

Cu (110)

∇ 47000 GAUSS
DYN 98 KG. CM⁻²

T = 5° K



lules, proviennent certainement des lignes de dislocations au cours de leur mise en parois (Fig. 67). Par comptage sur lames minces des taux P de boucles et N de segments de dislocations, on montre que la proportion $\frac{P}{N}$ est constante et vaut 1,21 pour des cristaux déformés à l'ambiante.

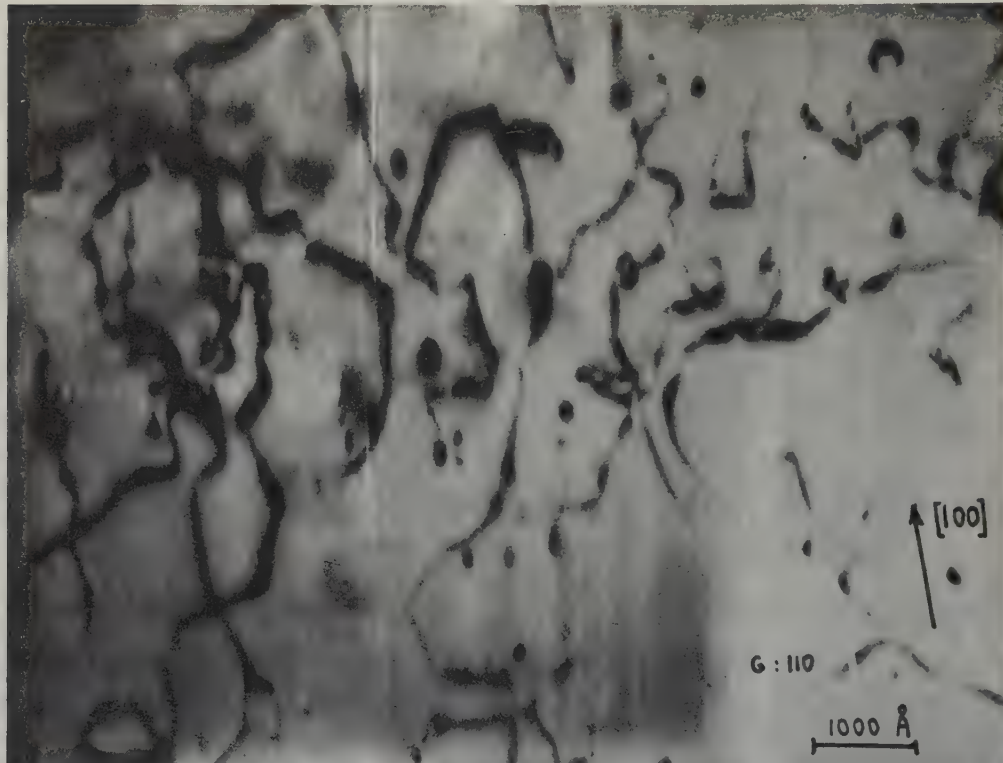


Fig. 67 : Boucles de dislocations dans les cellules d'un cristal d'aluminium sollicité à 47 000 gauss à l'ambiante. Noter la présence des longues dislocations orientées suivant $[110]$ et $[100]$ et le taux P important de boucles. Le rayon R des boucles est de l'ordre de 150 Å.

Les lignes de dislocation se groupent en parois parallèles, orientées suivant $[100]$ comme le montrent les photos Fig. 68 d'un cristal d'aluminium soumis à un champ de 47 000 gauss.

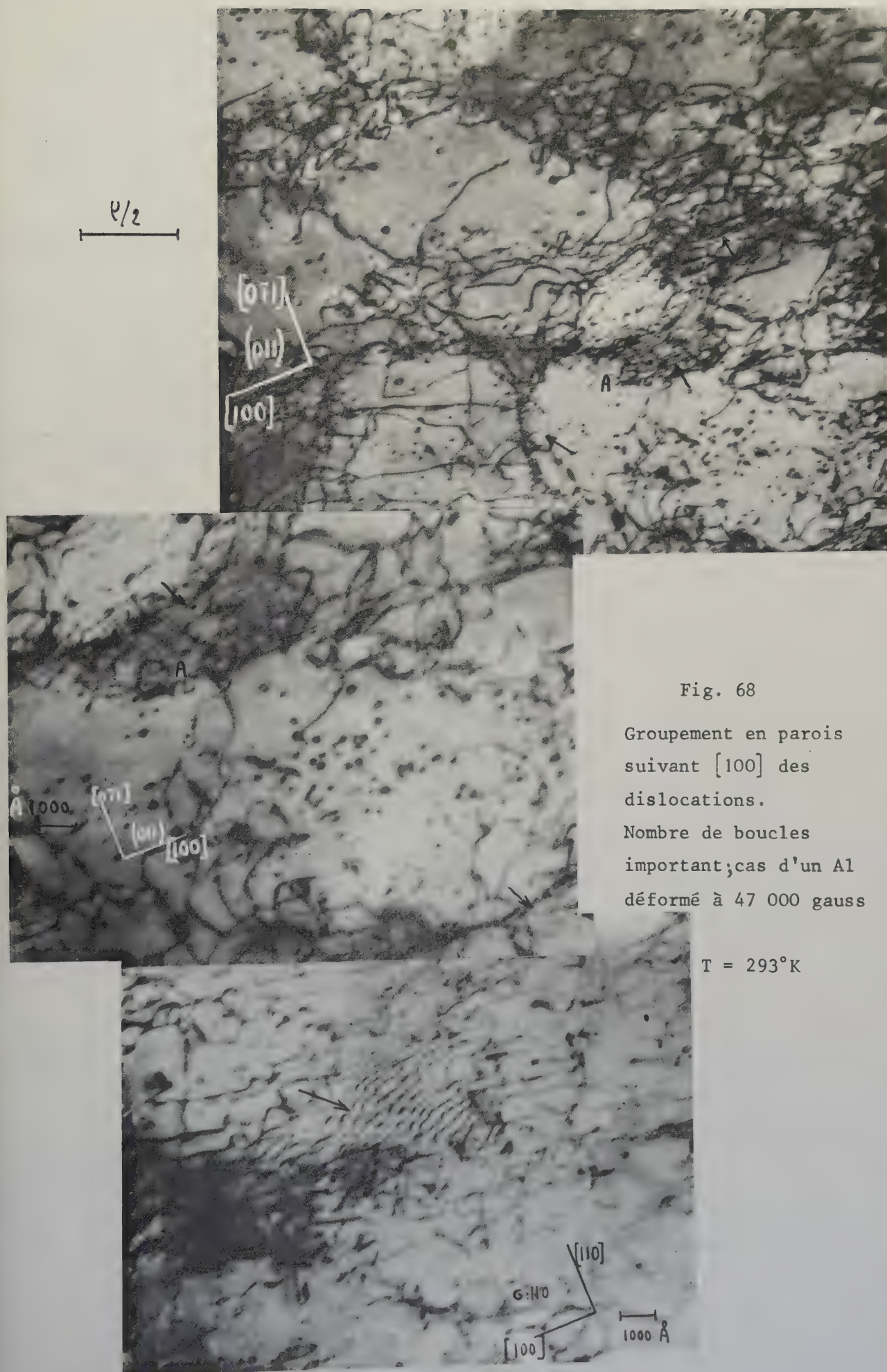


Fig. 68

Groupement en parois
suivant $[100]$ des
dislocations.

Nombre de boucles
important; cas d'un Al
déformé à 47 000 gauss

$T = 293^\circ\text{K}$



C) ECROUISSAGE DES MONOCRISTAUX

Dans le cas d'une déformation à grande vitesse ($\dot{\epsilon} \approx 10^5 \cdot s^{-1}$), le durcissement dû au blocage des dislocations suit-il les lois habituelles données pour des vitesses de déformation plus faibles ?

L'écrouissage comporte en général trois stades principaux liés aux courbes contrainte-déformation d'un monocristal (Fig. 69).

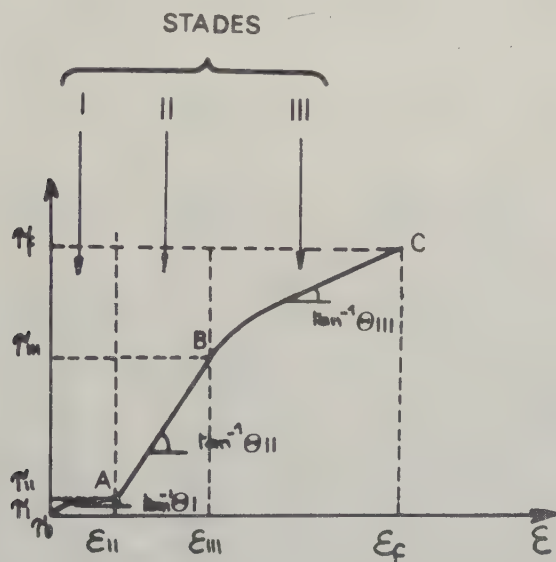


Fig. 69

Stades I, II, III de la courbe contrainte-déformation d'un monocristal CFC.

Stade I : appelé également stade de glissement facile.

Le durcissement est faible, de l'ordre de 10^{-3} à $10^{-4} \mu$ (où μ est le module élastique) et à peu près constant pour un cristal donné. Il dépend de la température.

Stade II : appelé stade de durcissement linéaire.

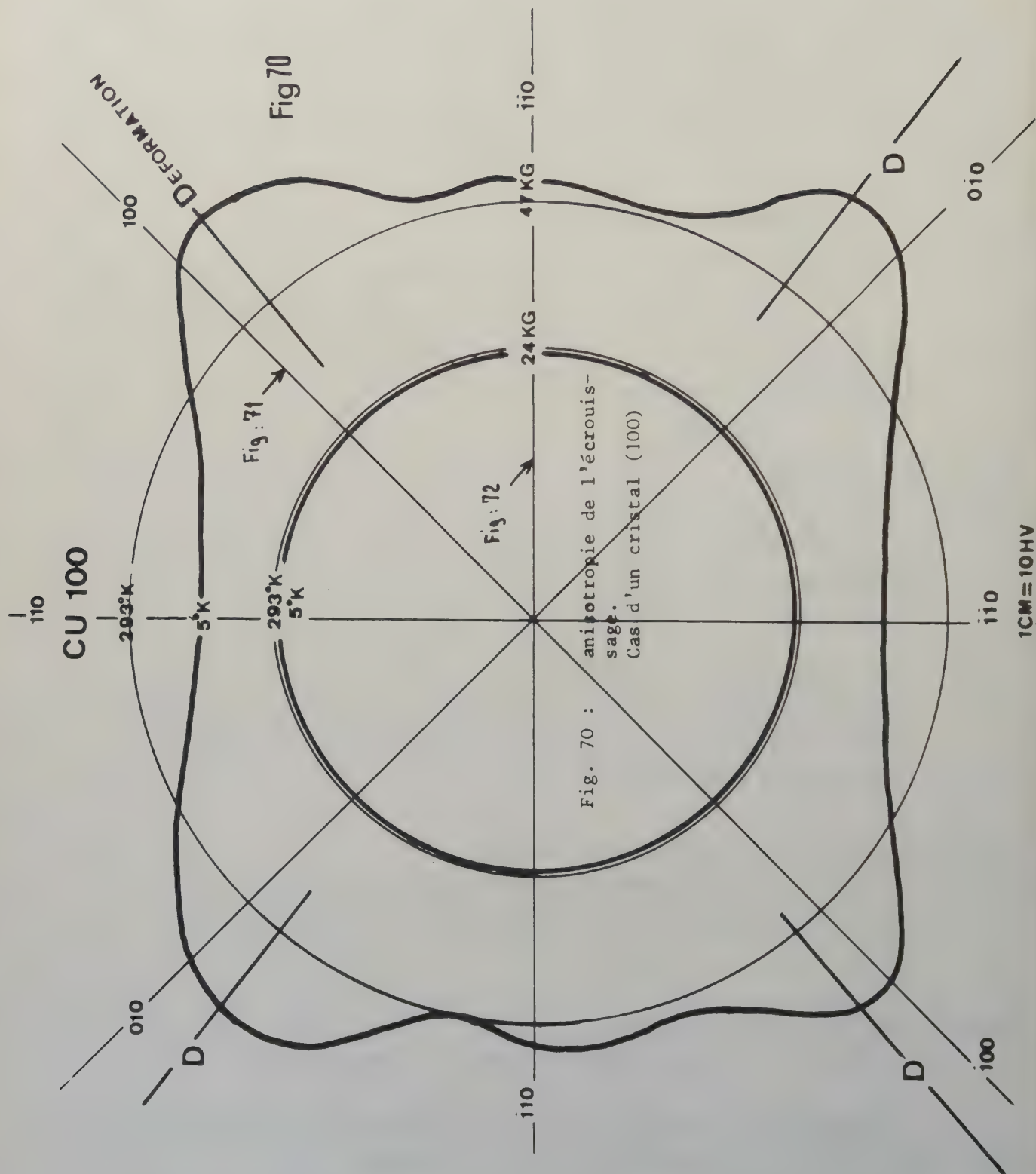
Le durcissement est constant, indépendant de la nature du cristal, de son orientation et de la température. Il est de l'ordre de $5 \cdot 10^{-3} \mu$.

Stade III : appelé stade parabolique.

Le durcissement dépend très fortement de la température

Les mesures de microdureté, faites sur des disques plans monocristallins (100) et (110) du cuivre, montrent ces trois stades.

Pour des champs magnétiques inférieurs à 24 000 gauss, nous n'obtenons aucun écrouissage ; ce stade I correspond d'ailleurs exactement à une



augmentation du taux N de segments de dislocation inférieure à $2 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$.

Pour $24\,000 < B_z < 47\,000$ gauss, l'écrouissage est linéaire et dépend de l'orientation du cristal tout en étant indépendant de la température (voir Courbes 59).

Compte tenu des courbes donnant le taux N de segments de dislocations en fonction de la contrainte dynamique, on peut en déduire une relation entre N et la dureté H_v dans le stade II. Dans le cas de cristaux (100) et (110) de cuivre, les relations déduites des courbes expérimentales sont de la forme :

$$H_v = \text{Cte } N^{\lambda'}$$

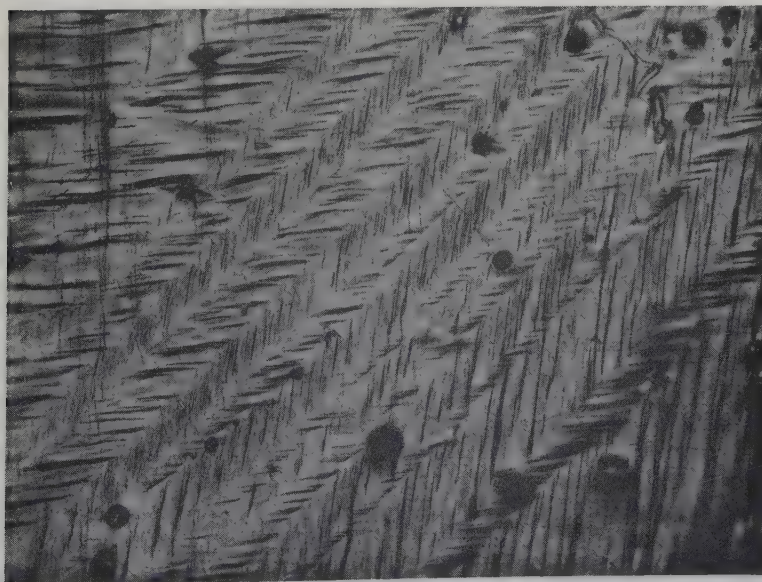
$$\text{où } \lambda' = \frac{1}{\lambda} = 0,9 \cdot 10^{-9} \text{ (nombre de segments, kg.cm}^{-2}\text{)}$$

Anisotropie de l'écrouissage :

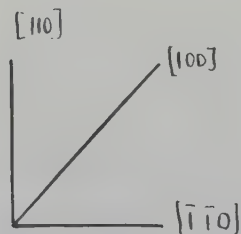
Aux fortes contraintes, on constate une anisotropie marquée de l'écrouissage notamment dans le cas de cristaux de cuivre déformés à 5°K . La moyenne des duretés restant celle obtenue à température ordinaire. Cette anisotropie commence vers 60 kg cm^{-2} à 5°K et on note un décalage sensible (ordre de 6 à 8°) des pics de dureté par rapport aux directions cristallographiques proches de type $[100]$, $[110]$... comme pour la déformation du cristal (Fig. 70).

Les zones les plus dures, proches des directions $[100]$, $[010]$... montrent la présence de deux systèmes de glissement aux basses températures dans le cas du cuivre. Les lignes de glissement sont suivant $[110]$ et $[\bar{1}\bar{1}0]$ très caractéristiques (micrographie Fig. 71).

Fig. 71



Cristal (100) de Cu sollicité à 5°K (47 000 gauss)



Les zones les moins écrouies, placées entre les directions $[100]$ et $[010]$ par exemple dans le cas d'un cristal (100) , dénotent la présence d'un seul système de glissement $[110]$ traversé par des bandes de déformation proches de $[\bar{1}\bar{1}0]$ (micrographie Fig. 72).

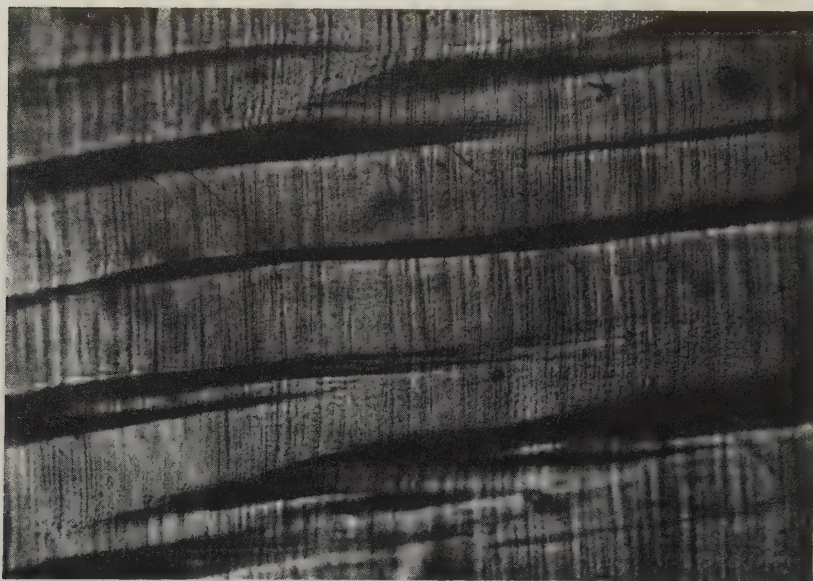
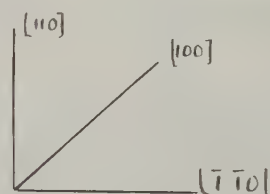


Fig. 72

Cristal (100) de cuivre
déformé à 5°K
(47 000 gauss)
Cliché pris entre
deux directions de type
 $[100]$.



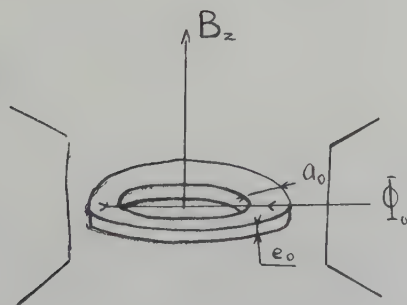
C H A P I T R E 5

Le caractère anisotrope de la déformation des monocristaux rend très gênante la mesure de la déformation pour une grande échelle de température. Ce chapitre traite donc de la déformation à même contrainte dynamique (même valeur du champ : 47 000 gauss) de polycristaux d'aluminium A7 (pureté 99,97 %) et de cuivre (pureté 99,99 %) en fonction de la température.

Pour l'aluminium, la gamme de température s'échelonne de 5°K à 750°K et pour le cuivre de 5°K à 1 000°K.

Ces polycristaux ont subi respectivement un recuit de 850°C durant 1 heure pour le cuivre (les grains obtenus sont de 200 à 600 microns) et de 4 heures à 550°C pour l'aluminium (grains de l'ordre de 160 microns).

Les échantillons polycristallins sont sous forme de couronnes ($\phi_{\text{ext}} = 20 \text{ mm}$; $\phi_{\text{int}} = 14 \text{ mm}$; épaisseur = 0,5 mm) et reçoivent les champs inducteurs B_z parallèlement à leur axe de révolution. Le découpage sous forme de couronnes est effectué à l'aide d'une machine à étinceler "Servomet".



Les champs inducteurs provoquent un rétrécissement de l'anneau

$$\phi_{\text{après choc}} < \phi_0 \text{ initial}$$

une augmentation de la largeur

$$a_0 \text{ (} a > a_0 \text{) et de l'épaisseur (} e > e_0 \text{)}.$$

Le volume V_0 de matière est

$$V_0 = \pi \phi_0 e_0 a_0 \text{ initialement et après choc } V = \pi \phi a e.$$

La déformation $\epsilon = \frac{V - V_0}{V_0} = \frac{\Delta V}{V_0}$ est très uniforme pour les polycristaux et permet une précision de mesure de l'ordre de 1 %.

$$\epsilon = \frac{\Delta V}{V_0} = (\epsilon_x + 1) (\epsilon_y + 1) (\epsilon_z + 1) - 1$$

en appelant

$$\epsilon_{te} = \epsilon_x = \frac{\Delta a}{a_0}, \quad \epsilon_c = \epsilon_y = \frac{\Delta \phi}{\phi_0}, \quad \epsilon_z = \frac{\Delta e}{e_0}$$

Les produits $\epsilon_i \epsilon_j$, $\epsilon_i \epsilon_j \epsilon_k$... sont négligeables.

On a donc :

$$\epsilon_t = \epsilon_x + \epsilon_y + \epsilon_z = 0$$

Un élément de volume $d\tau$ subit des déformations locales de traction ϵ_x et $\epsilon_z > 0$ et de compression $\epsilon_y < 0$.

Nous avons vu au chapitre précédent que la déformation évolue linéairement avec la contrainte dynamique σ , nous vérifions qu'il en est de même pour ϵ_x , ϵ_y , ϵ_z et ϵ_{total} dans le cas de polycristaux. Un exemple est donné Fig. 73 relative à des échantillons polycristallins de cuivre, sollicités à 5°K. La pente des droites obtenues est fonction des viscosités η_e , η_p ... du milieu et de la densité de dislocations mobiles ρ_M pour ϵ_t (marches et bouleversement superficiel en résultant lié au glissement).

$$\text{On a : } \epsilon = C_{(\eta, \rho_M)} (\sigma - \sigma_0)$$

Si nous reportons les déformations obtenues en fonction des contraintes dynamiques et de la température (Fig. 74), on remarque que :

pour l'Aluminium :

$$C_{220^\circ K} < C_{5^\circ K} < C_{50^\circ K}$$

tandis que pour le Cuivre :

$$C_{220^\circ K} < C_{50^\circ K} < C_{5^\circ K}$$

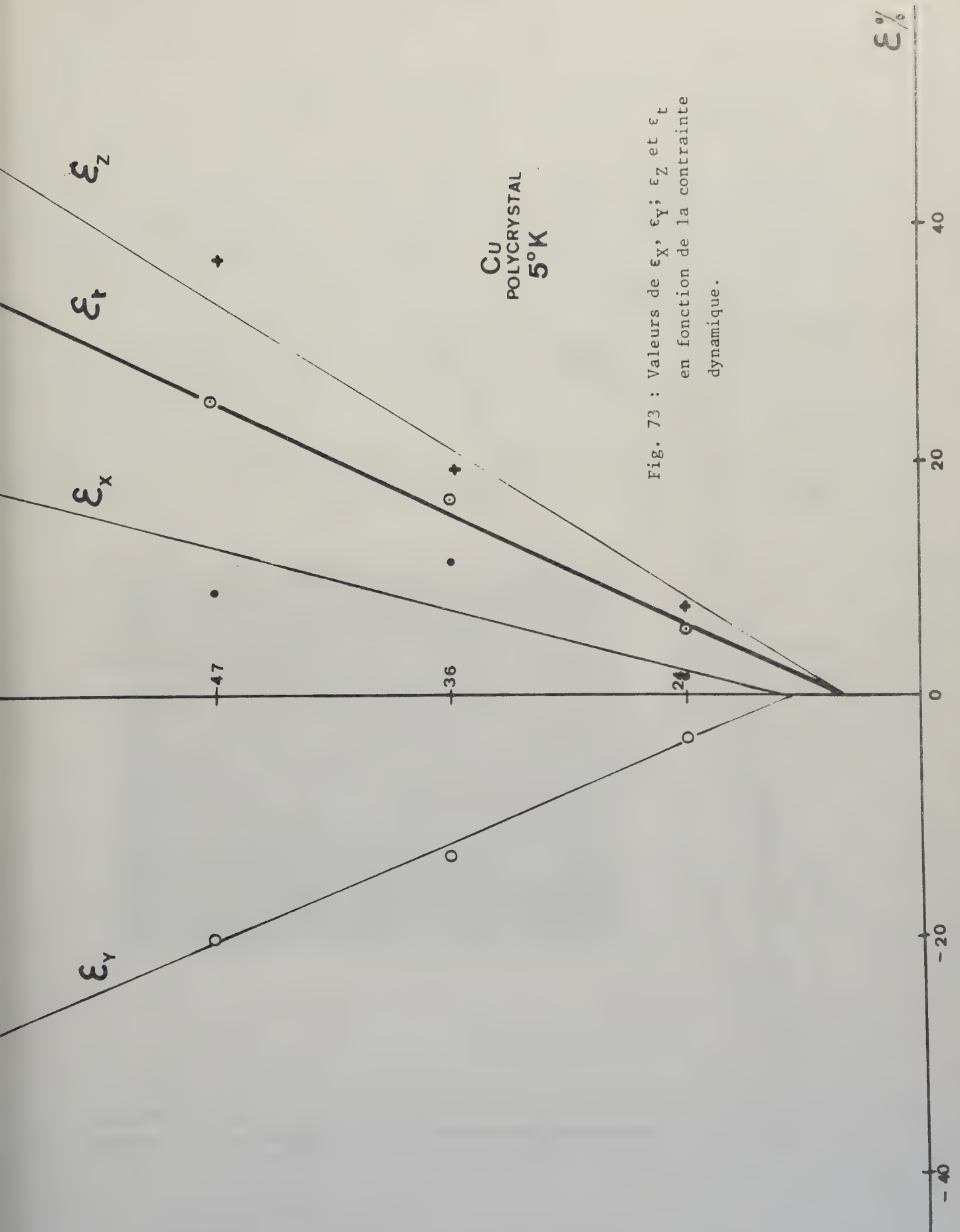
$$\text{Soit : } \epsilon_{Al, 5^\circ K} = 2,7 \cdot \epsilon_{Al, 220^\circ K}$$

$$\epsilon_{Al, 50^\circ K} = 4,8 \cdot \epsilon_{Al, 220^\circ K}$$

$$\epsilon_{Cu, 5^\circ K} = 4,85 \cdot \epsilon_{Cu, 220^\circ K}$$

$$\epsilon_{Cu, 50^\circ K} = 1,7 \epsilon_{Cu, 220^\circ K}$$

Aux plus hautes températures, la déformation est maximale à 480°K pour le cuivre et à 415°K pour l'aluminium, on a :



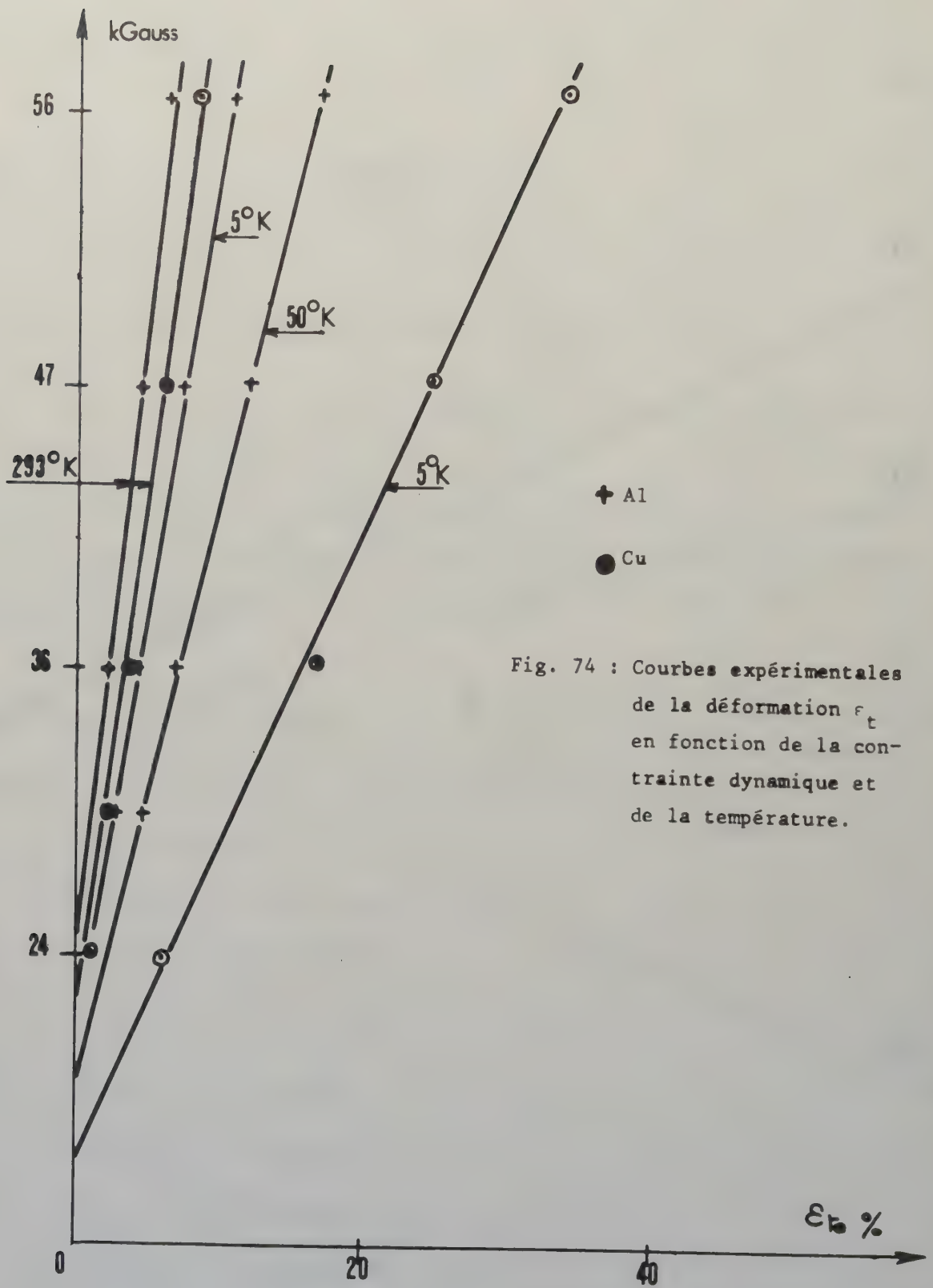


Fig. 74 : Courbes expérimentales de la déformation ϵ_t en fonction de la contrainte dynamique et de la température.

$$\epsilon_{\text{Cu}, 480^\circ\text{K}} = 3,6 \cdot \epsilon_{\text{Cu}, 220^\circ\text{K}}$$

$$\epsilon_{\text{Al}, 415^\circ\text{K}} = 2,85 \epsilon_{\text{Al}, 220^\circ\text{K}}$$

Les courbes Fig. 75 et 76 résument les variations des déformations pour toutes les températures. On note une diminution du diamètre moyen des anneaux vers les basses températures avec un décrochement pour le Cu et l'Al vers 80°K correspondant à une augmentation de l'écoulement du métal (ϵ_x croît).

Les micrographies des échantillons montrent un bouleversement superficiel important de la matrice avec résurgence des grains. Pour l'aluminium, la présence d'ondelettes est très caractéristique, dénotant l'écoulement visqueux de la matière.

Les micrographies Fig. 77, 78, 79 représentent des échantillons polycristallins sollicités à diverses contraintes pour $T = 293^\circ\text{K}$.

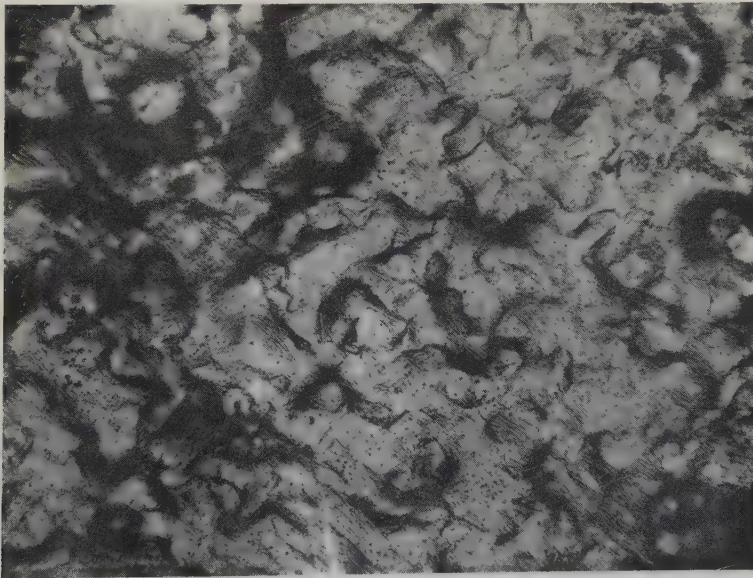


Fig. 77

Micrographie d'un
aluminium polycris-
tallin.

Champs : 30 000 gauss

$T = 293^\circ\text{K}$

$G = 60$

Fig. 75
 Al, Cu
 POLYCRISTAUX
 47000 GAUSS

EN FONCTION DE LA
 TEMPERATURE

$\bullet$ ϵ_x
 $\circ$ ϵ_y
 $+$ ϵ_z

DEGRES
 KELVIN

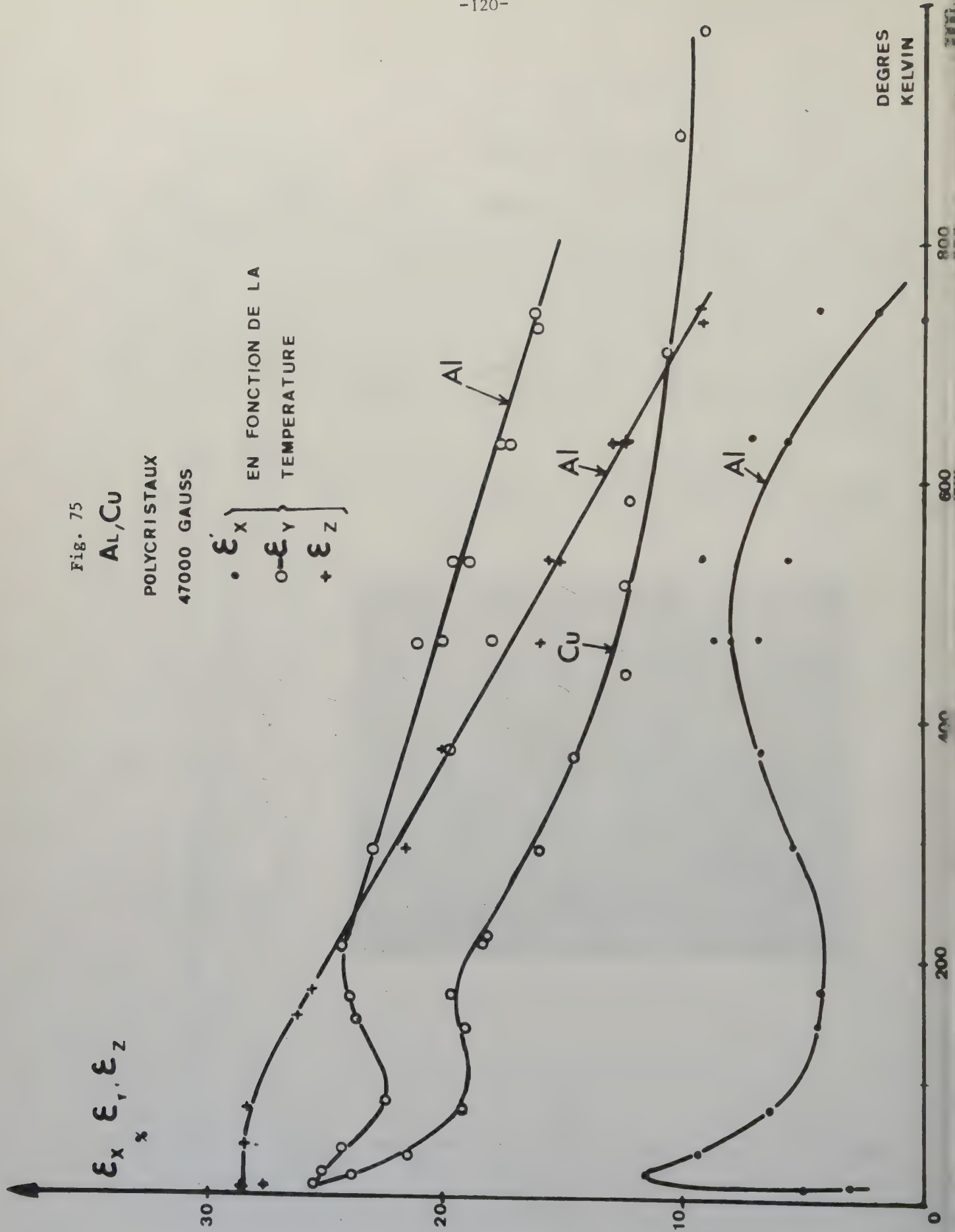
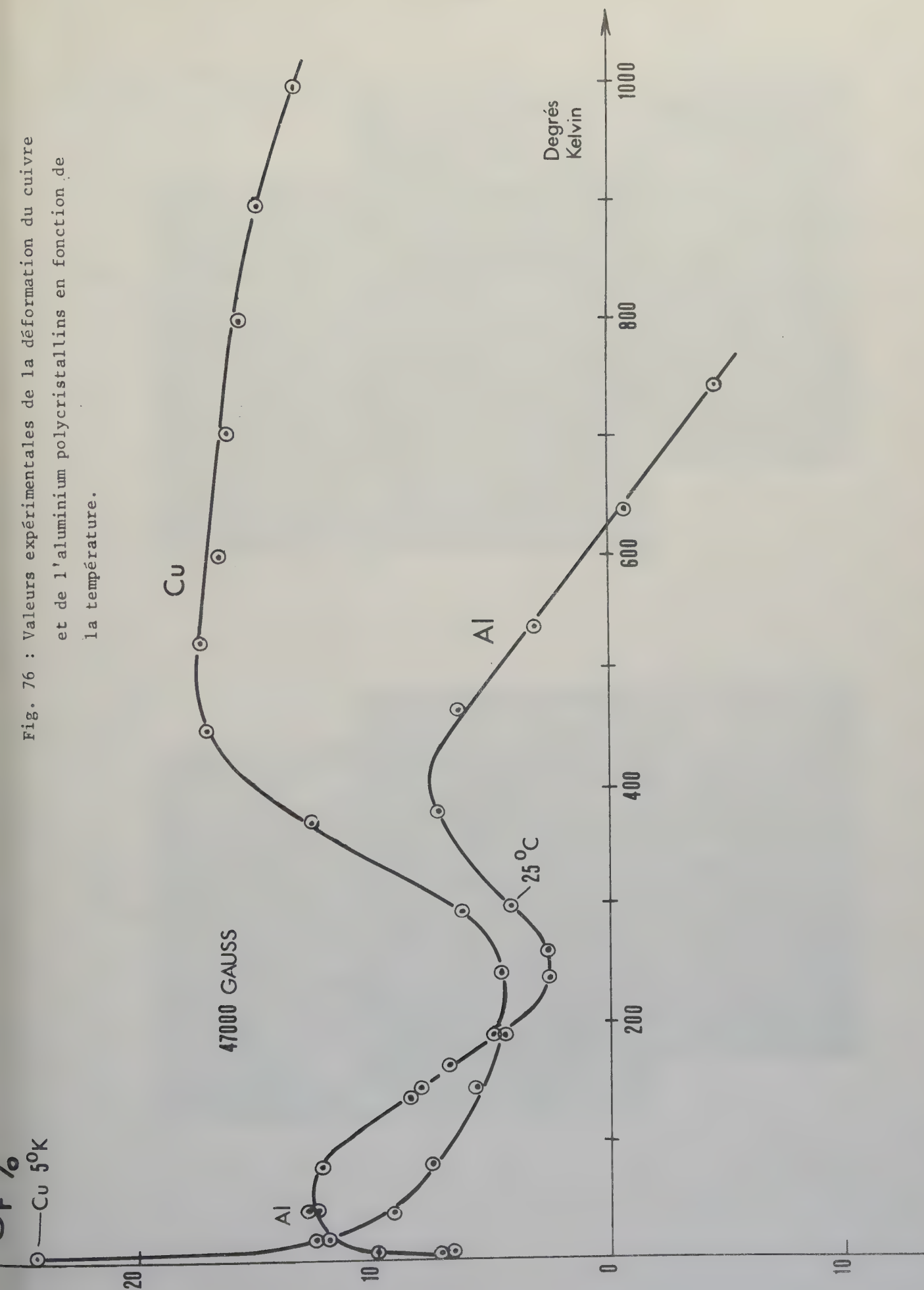


Fig. 76 : Valeurs expérimentales de la déformation du cuivre et de l'aluminium polycristallins en fonction de la température.



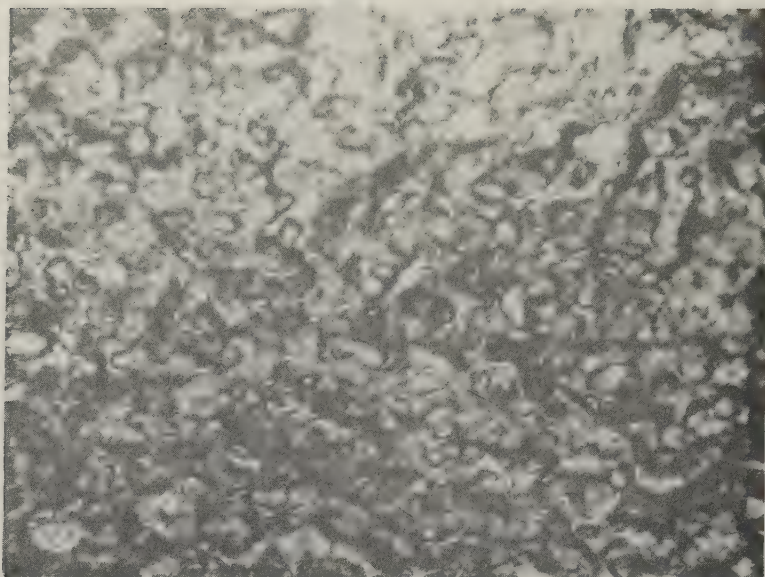


Fig. 78

Micrographie d'un alu-
minium polycristallin
champ : 47 000 gauss
 $T = 293^{\circ}\text{K}$
 $G = 60$

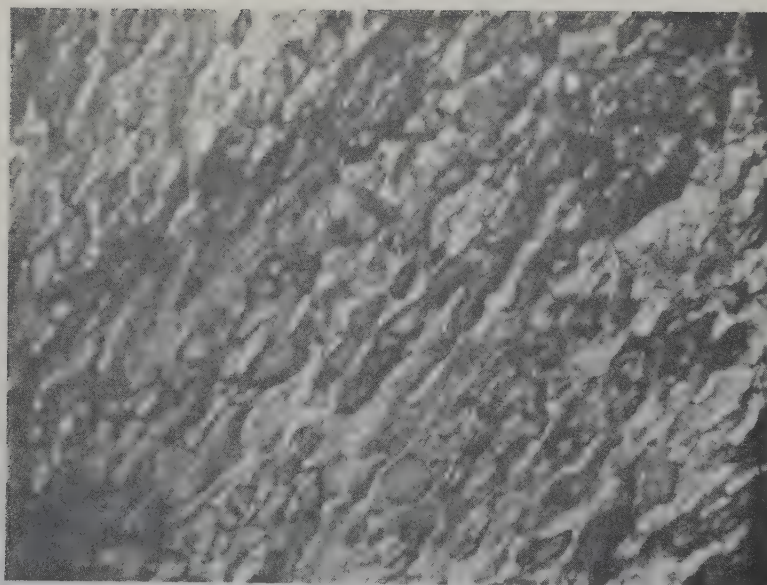


Fig. 79

Micrographie d'un alu-
minium polycristallin
champ : 56 500 gauss
 $T = 293^{\circ}\text{K}$
 $G = 60$

L'aspect micrographique du cuivre et de l'aluminium soumis aux mêmes impulsions est différent (voir Fig. 80 et 81).

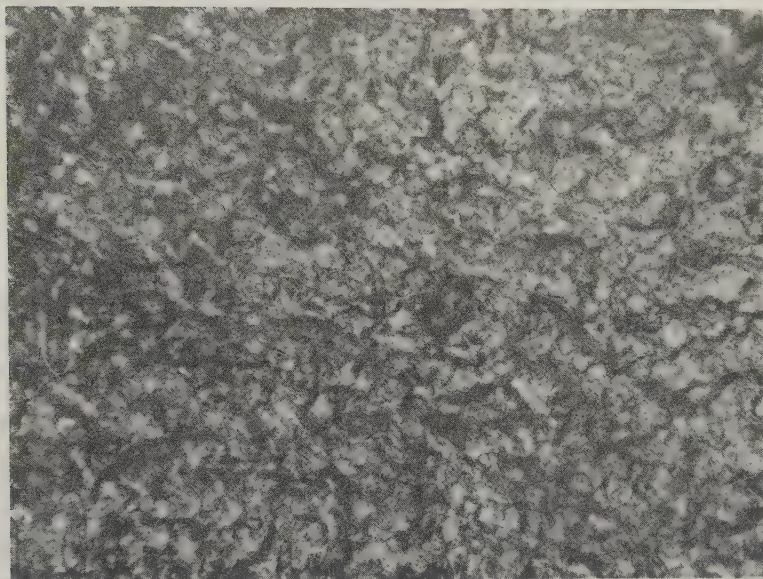


Fig. 80

Aluminium
47 000 gauss
 $T = 745^{\circ}\text{K}$
 $G = 60$



Fig. 81

Cuivre
47 000 gauss
 $T = 1\,000^{\circ}\text{K}$
 $G = 60$

Interprétation des courbes expérimentales de déformation des polycristaux :

Toutes les courbes en fonction de la contrainte concernant la déformation des monocristaux et des polycristaux, l'écrouissage des monocristaux, le taux de segments N_s permettent d'affirmer que pour des champs de l'ordre de 47 000 gauss, le seuil σ_2 est franchi.

Au chapitre on a vu que le taux de déformation plastique vaut :

$$d\epsilon_p = \frac{1}{m} \sum \gamma \quad \text{somme étendue à tous les glissements des cristaux}$$

On sait de même que les directions principales de glissement sont $[110]$ et que :

$$\gamma = N_{s,M} |\vec{b}| v$$

où $N_{s,M}$ représente la densité de segments de dislocations mobiles.

soit

$$d\epsilon_p = \frac{1}{m} \sum N_{s,M} |\vec{b}| v$$

or

$$v = \frac{\tau |\vec{b}|}{B}$$

donc

$$d\epsilon_p = \frac{1}{m} \sum \frac{N_{s,M} \cdot b^2 \cdot \tau}{B}$$

Calcul du coefficient d'amortissement B :

Nous avons pris une viscosité équivalente pour les segments de dislocations à caractère vis ou coin en supposant que aux fortes contraintes, les vitesses sont les mêmes pour ces deux types de dislocations en accord avec les travaux de JOHNSTON et GILMAN (17).

On admet que le rayon a_0 du coeur de la dislocation est égal au $\frac{3}{4} b$ [WARREN, P. MASON (24) et W.G. FERGUSON, A. KUMAR et J.E. DORN (25)]

a) Cas du cuivre :

Calculons le coefficient d'amortissement B_p dû aux phonons. On a $b = 3.10^{-8}$ cm.

La seconde colonne donne le rapport entre la température de Debye

$\theta = 340^\circ\text{K}$ et la température de l'essai. La septième colonne est relative aux valeurs expérimentales actuellement connues [T. SUZUKI, A. IKUSHIMA et M. AOKE 26 a ; G.A. ALERS et D.O. THOMPSON 26 b ; R.M. STERN et A.V. GRANATO 26 c].

Température °K:	$\frac{K}{W/\text{cm}^2}$	$\frac{\theta}{T}$	$\frac{E_0}{C_V T}$	$\frac{E_0 K}{C_V V^{-2} \cdot 10^3}$	$B_P \cdot 10^4$ calculé: dyn.s/cm ² :	$B_P \cdot 10^4$ expérimental	$\frac{1}{B_P} \cdot 10^{-4}$
						a : b : c :	
20	:0,595	: 17	: 0,26	: 0,458	: 0,323	: :0,168:	:3,1
60	:0,54	:5,65	: 0,302	: 1,45	: 1,05	: :1,16 :	:0,954
77	:0,435	:4,42	: 0,342	: 1,7	: 1,2	:0,58:	:0,834
100	:0,325	:3,4	: 0,397	: 1,91	: 1,35	: :2,24 :	:0,74
140	:0,253	:2,43	: 0,482	: 2,52	: 1,79	: :3,55 :	:0,558
180	:0,2	:1,89	: 0,548	: 3,04	: 2,15	: :4,0 :	:0,465
225	:0,159	:1,51	: 0,608	: 3,22	: 2,28	: :5,5 :	:0,439
300	:0,118	:1,14	: 0,679	: 3,55	: 2,52	:1,2 :7,5 :	:6,4:0,397
400	:0,089	:0,85	: 0,737	: 4,05	: 2,88	:2,2 :	:0,347

Nous avons supposé que pour le cuivre, la variation de la déformation est seulement inversement proportionnelle au coefficient d'amortissement dû aux phonons.

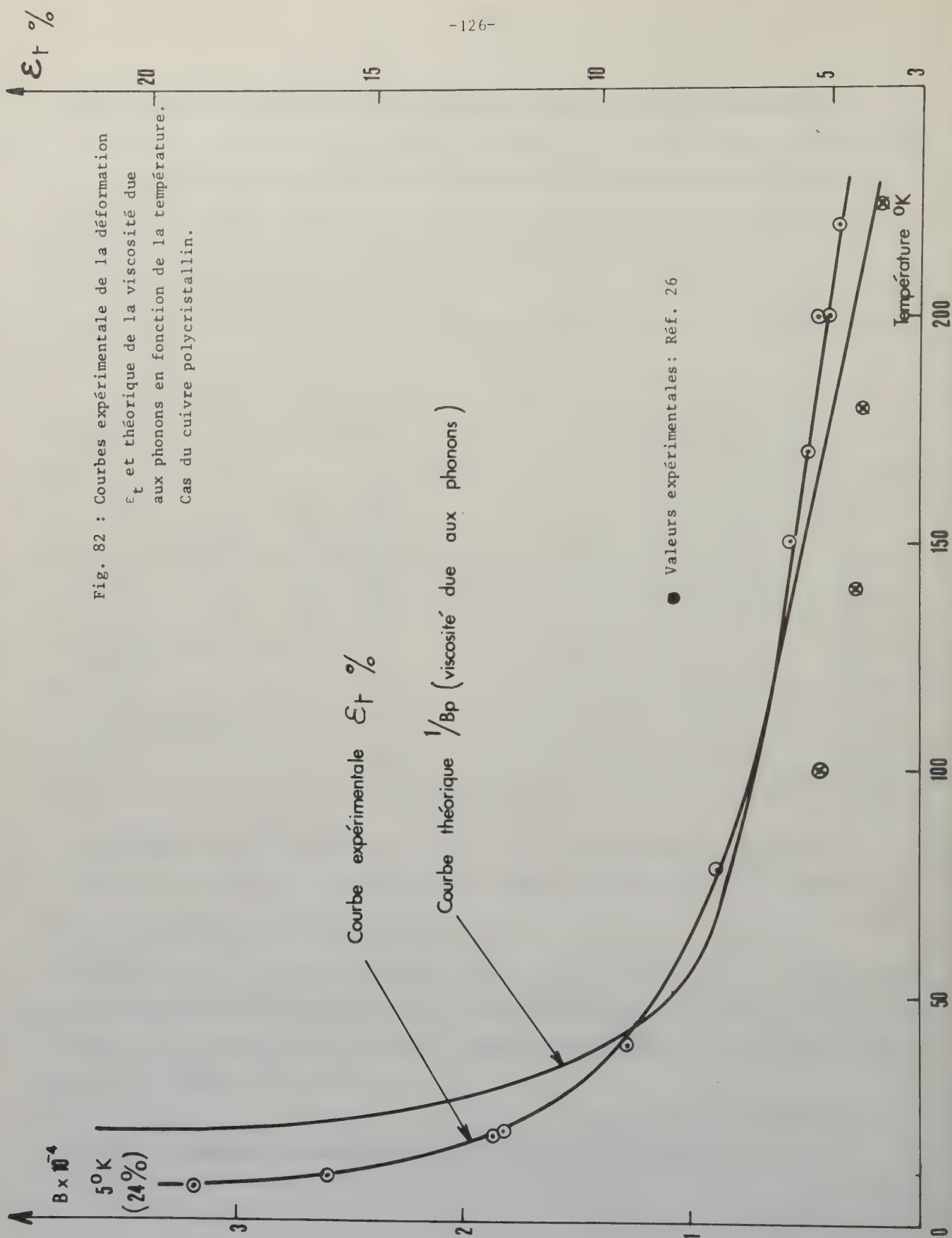
Les courbes comparatives entre la déformation ϵ_t et l'inverse de B_p sont données Fig. 82. Seule la viscosité due aux phonons intervient ; la viscosité due aux électrons (formation d'un maximum pour la déformation) ne saurait être mise en évidence que pour des températures inférieures à 5°K .

b) Cas de l'aluminium :

Pour l'aluminium, nous avons un pic de déformation vers 50°K ; afin d'interpréter la courbe expérimentale de déformation nous avons fait intervenir la viscosité due aux électrons.

Calcul de B_e :

La viscosité η_e électronique vaut :



$$n_e = \frac{9.10^{11} \hbar^2 \sqrt[3]{(3\pi^2 N)^2}}{5e^2 \rho}$$

N est le nombre d'électrons par $\text{cm}^3 = 6,06 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$

$\hbar = 1,054.10^{-27} \text{ erg.s}$

e est la charge de l'électron

ρ est la résistivité électrique en $\Omega \text{ cm}$

$b = 2,86 \times 10^{-8} \text{ cm}$

en prenant $a_0 = 10^{-7} \text{ cm}$, on obtient :

$$B_e = 3,25.10^{-3} \eta$$

$$\text{ou } B_e = \frac{4,18.10^{-11}}{\rho}$$

Le tableau suivant donne les valeurs du coefficient d'amortissement dû aux électrons en fonction de la température :

: Température °K :	4	6	10	20	30	60	100	200	300	500	:
: $\rho \times 10^8$:	1,47	1,47	1,47	2,0	3,2	0,133	0,42	0,017	0,03	0,055	:
: Ω, cm :											:
: $B_e \times 10^3$:											:
: dyn.s.cm ⁻² :	2,84	2,84	2,84	2,09	1,31	0,314	0,1	0,0246	0,014	0,0076	:
:											:

Calcul de B_p :

La chaleur spécifique électronique vaut $C_e = 1,46 \times 10^3 T \text{ ergs cm}^{-3}$

La vitesse de FERMI des électrons $\bar{c} = 1,43.10^8 \text{ cm.s}^{-1}$

La vitesse moyenne de DEBYE $\bar{V} = 3,7.10^5 \text{ cm s}^{-1}$

et le rapport des temps de relaxation électron-phonon, phonon-électron est pris égal à :

$$\frac{\tau_{ep}}{\tau_{pe}} \approx 10^{-2}$$

On admet que le rayon a_0 du coeur de la dislocation est de $3/4 b$.

On a :

$$B_p = 0,071 \eta$$

Le tableau suivant donne les valeurs du coefficient d'amortissement dû aux phonon en fonction de la température :

Température °K:	25	40	50	70	100	200	300	400	500	700
$\rho C_V \cdot 10^{-7}$										
ergs cm ⁻³ /°K	0,05	0,2	0,36	0,73	1,26	2,06	2,30	2,38	2,42	2,45
$\frac{E_o}{\rho C_V}$ (°K)	6,26	10,25	13,3	21,2	36,5	108	192,5	285	379	577
$\frac{E_o}{\rho C_V \cdot \bar{V}^2} \times 10^{10}$										
	0,47	0,76	0,96	1,59	2,76	8,55	15,7	24,2	33,6	55,5
$K_P \cdot 10^7$										
ergs s ⁻¹ cm ⁻¹ °K	0,12	0,273	0,274	0,23	0,17	0,118	0,08	0,062	0,049	0,036
$B_P \cdot 10^3$										
dyn.s.cm ⁻²	0,06	0,22	0,28	0,39	0,56	1,07	1,35	1,59	1,75	2,14

Calcul de B_D :

Nous faisons intervenir la viscosité B_D due à la diffusion des phonons

$$B_D = \frac{a E_o}{10 V_s}$$

a est le paramètre de la maille = $4,05 \cdot 10^{-8}$ cm

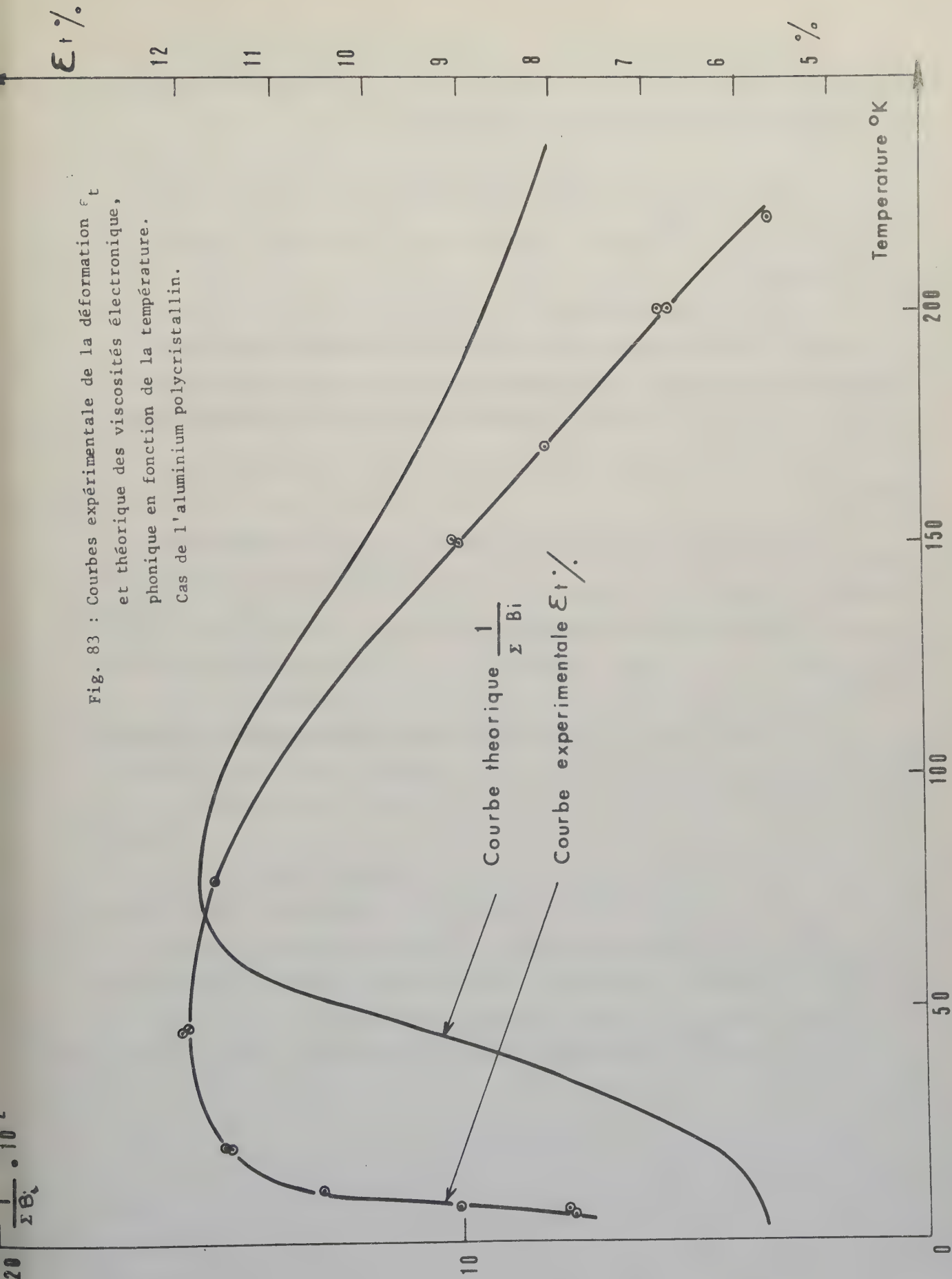
E_o est l'énergie thermique totale, nous la donnons en prenant une température de DEBYE = 396°K.

$V_s = 3,03 \cdot 10^5$ cm s⁻¹ est la vitesse de l'onde de cisaillement

On obtient le tableau suivant :

Température °K:	25	50	75	100	200	300	400	500	600	700
$E_o \times 10^{-8}$										
erg cm ⁻³	0,031	0,473	1,554	4,580	22,20	44,25	67,6	91,75	115,8	141,4
$B_D \times 10^5$										
dyn.s.cm ⁻²	0,004	0,06	0,2	0,6	3,0	5,9	9,0	12,3	15,5	18,9

Les valeurs du coefficient de diffusion des phonons sont faibles comparées à celles dues aux électrons et aux phonons.



En reportant l'inverse de la somme des viscosités principales B_p et B_e et en comparant la courbe ainsi obtenue avec celle de la déformation en fonction de la température (voir Fig. 83), on remarque que :

- les courbes décroissent vers les basses températures jusqu'à 5°K à l'inverse de celles obtenues pour le cuivre. Il semble donc que la viscosité électronique joue un rôle important dans le cas de l'aluminium à l'encontre de celle du cuivre.

- les deux courbes admettent un maximum vers 40°K pour ϵ_t et 80°K pour les viscosités. Résultat intéressant qu'il serait nécessaire d'approfondir, peut-être ce décalage est-il dû au nombre important de dislocations (ordre de 8.10^9 cm^{-2}) qui modifie les modes de vibration du réseau (modification de la répartition spectrale).

Remarque :

Du fait de l'analogie importante entre les courbes expérimentales et théoriques jusqu'à 200°K, il semble que la viscosité du milieu a une action prépondérante par rapport à la variation de la densité de dislocations mobiles $N_{s,M}$. Nous avons d'ailleurs obtenu des densités de segments de la forêt de dislocations voisines aux très basses températures et à 293°K pour une même contrainte dynamique.

Les courbes Fig. 82 et Fig. 83 effectuées à même contrainte dynamique renseignent donc directement sur la vitesse v des dislocations dans le milieu de 5°K à 200°K.

C O N C L U S I O N

Notre étude permet de tirer plusieurs conclusions.

Nous montrons pourquoi les métaux tels que le titane sont difficilement formables avec des générateurs "Magneform" de 6 KJ.

Les déformations viscoplastiques se font suivant les directions de type $[110]$ avec $\epsilon_{t(100)} < \epsilon_{t(110)} < \epsilon_{t(111)}$.

Les arbres de la forêt de dislocations sont de direction $[112]$ et le taux de segments N_s de dislocations créées sont en fonction de la contrainte dynamique σ : $N_s = C^{te} \cdot \sigma^\lambda$. La grandeur des cellules en fonction de la contrainte est une droite, les cellules atteignent au champ le plus élevé 1.000 Å.

Pour l'aluminium, le nombre de boucles est important. La proportion de boucles par rapport aux segments de dislocation est constante et vaut 1,21 à l'ambiante.

L'écrouissage des monocristaux est linéaire et indépendant de la température.

A 5°K le seuil de multiplication des dislocations se situe à $2,4 \text{ Wb m}^{-2}$, champ correspondant à une contrainte de 26 kg cm^{-2} .

Enfin, la déformation pour des températures comprises entre 5°K et 200°K dépend directement des viscosités électronique et phonique du milieu.

Nous pensons que la densité de segments mobiles $N_{s,M}$ de la forêt de dislocations augmente sensiblement pour des températures supérieures à 200°K.

B I B L I O G R A P H I E

- (1) D. FRANCOIS
Les déformations à grandes vitesses dans le livre "Déformation plastique des métaux et alliages", Masson et Cie, 1967, p. 221 à 232.
- (2) A.H. COTTRELL
The Mechanical Properties of Matter Chapter 6, John Wiley and Sons (1964).
- (3) D. ROUSSEAU, Thèse Lyon (1967).
- (4) T. VON KARMAN et P. DUWEZ, J.A.P. 21 p. 981 (1950).
- (5) G.I. TAYLOR, J. Inst. Civil Engrs. (London) 26 p. 486 (1964).
- (6) K.A. RAKHMATULIN, PRIKL, MAT. Mech. 9, p.91 (1945).
- (7) L.E. MALVERN, J. Appl. Mech, 18, p. 203 (1951).
- (8) L.E. MALVERN, Quart. Appl. Math. 8, n° 4, p. 405 (1951)
- (9) F.E. HAUSER, J.A. SIMMONS et J.E. DORN
Response of Metals to high Velocity Deformation p. 93.
- (10) J. ZARKA, Thèse : "Sur la Viscoplasticité des métaux";
Faculté des Sciences de Paris, décembre 1968.
- (11) BILBY (1960) dans Progress in Solid Mechanics, Vol. 1
KRONER (1958) Kontinuumstheorie der Versetzungen und Eigenspannungen,
Springer Verlag.
- (12) TAYLOR (1934) The Mechanism of Plastic Deformation of Crystals. Part 1
Theoretical. Dans the Scientific Papers of Sir G I Taylor Cambridge
(1958).

- (13) HILL (1967) Journal of the Mechanics and Physics of Solids, Vol.15 n°2.
- (14) FRIEDEL (1964) Dislocation, Pergamon Press.
- (15) ZARKA (1967) dans : Comportement des milieux denses sous hautes pressions dynamiques, P. 279-292, Dunod.
- (16) A.H. COTTRELL, Dislocation and Plastic flow in Crystals, (Oxford University Press, New York), 1953, p. 77 Chapitre II
- (17) JOHNSTON et GILMAN
Physical Acoustics and the Properties of Solids (D. Van Nostrand Compagny, Inc, Princeton, New Jersey), 1958, p. 243.
- (18) C. KITTEL, Introduction to Solid State Physics, John Wiley and Sons, Inc, New York, 1956, second Edition.
- (19) O.L. ANDERSON, Physical Acoustics Edited by W.P. Mason (Academic Press), 1966, Chap. II, VIII, B.
- (20) G. LIEBFRIED, Z. Physik 127, p. 344 (1950).
- (21) A.B. PIPPARD, Phil. Mag. 46, p. 1104 (1955) Advan Phys, 9, p. 176 (1960)
- (22) W.P. MASON, Phys. Rev. 97, p. 557 (1955)
- (23) R.W. MORSE, Phys. Rev. 97, p. 1716 (1955)
- (24) W.P. MASON, J. Appl. Phys. 35, p. 2779 (1964)
- (25) W.G. FERGUSON, F.E. HAUSER and J.E. DORN,
Britt. J. Appl. Phys. 18 (1967)
- (26a) T. SUZUKI, A. IKUSHIMA and M. AOKE "Acoustic Attenuation Studies of the Friction Force on a Fast Moving Dislocation, Technical Report of the Institute for Solid State Physics, The University of Tokyo, Japan Ser A, n° 102 (january 1964)
- (26b) G.A. ALERS and D.O. THOMPSON. J. Appl. Phys, 32, p. 283, 1961.
- (26c) R.M. STERN and A.V. GRANATO, Acta. Met, 6 p. 470, 1958.

